

SÉRIE A, N° 3162

N° D'ORDRE :

4034

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

EIICHI HARA

1^{re} THÈSE. — DIFFUSION DES RAYONS γ DU Co^{60} ET DU Zn^{65} DANS
LES ÉLÉMENTS LOURDS ET INTERMÉDIAIRES (ÉTUDE
DE L'EFFET DE POLARISATION DU VIDE DANS LA DIF-
FUSION ÉLASTIQUE DES RAYONS γ).

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 27 mars 1958 devant la Commission d'examen.

MM. PERRIN..... *Président.*

SOLEILLET.....

LÉVY.....

MAGNAN.....

} *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1959



Digitized by the Internet Archive
in 2026

SÉRIE A, N° 3162

N° D'ORDRE :
4034

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ENICHI HARA

1^{re} THÈSE. — DIFFUSION DES RAYONS γ DU Co^{60} ET DU Zn^{65} DANS
LES ÉLÉMENTS LOURDS ET INTERMÉDIAIRES (ÉTUDE
DE L'EFFET DE POLARISATION DU VIDE DANS LA DIF-
FUSION ÉLASTIQUE DES RAYONS γ).

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 27 mars 1958 devant la Commission d'examen.

MM. PERRIN.....	<i>Président.</i>
SOLEILLET.....	} <i>Examineurs.</i>
LÉVY... .	
MAGNAN.....	

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1959



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen M. J. PÉRÈS.

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
FOCH	T	Mécanique physique et expérimentale.	GALLIEN	T	Embryologie.
PAUTHENIER	T	Electrotechnique générale	EICHORN	T	Biologie végétale (P.C.B.)
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	DE CUGNAC	T	Biologie végétale (P.C.B.)
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	M ^{lle} CAUCHOIS	T	Chimie physique.
GARNIER	T	Géométrie supérieure.	THELLIER	T	Physique du Globe.
PÉRÈS	T	Mécanique des fluides et applications.	L'HÉRITIER	T	Génétique.
LAUCIER	T	Physiologie générale.	GRIVET	T	Radioélectricité.
M. CURIE	T	Physique (S.P.C.N.).	PONCIN	T	Mécanique des fluides.
BARRABÉ	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.
G. DARMOIS	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	QUELET	T	Chimie organique.
J. BOURCART	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
PLANTEFOL	T	Botanique.	CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.
GRASSÉ	T	Evolution des êtres organisés.	CUVILLIER	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	JUNG	T	Pétrographie.
BOULIGAND	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	WIEMANN	T	Chimie organ. structurale.
WYART	T	Minéralogie.	JACQUINOT	T	Spectroscopie et Physique céleste.
TEISSIER	T	Zoologie.	VASSY	T	Physique de l'atmosphère
MANGENOT	T	Biologie végétale.	DESTOUCHES	T	Théories physiques.
P. AUGER	T	Physique quantique et Relativité.	M. PRUVOST	T	Géologie.
MONNIER	T	Physiologie des fonctions.	AMIEL	T	Chimie générale (P.C.B.)
PIVETEAU	T	Paléontologie.	HOCART	T	Minéralogie.
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).	J.-P. MATHIEU	T	Physique (P.C.B.).
H. CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).	COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.)
LAFFITTE	T	Chimie générale.	MAY	T	Biologie animale (P.C.B.)
FAVARD	T	Mécanique générale.	CHOQUET	T	Calcul diff. et intégral.
COULOMB	T	Physique du Globe.	FELDMANN	T	Biologie (P.C.B.).
M ^{lle} COUSIN	T	Biologie animale (S.P.C.N.).	GUINIER	T	Physique générale (P.C.B.).
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.	JOST	T	Physiologie comparée.
P. DRACH	T	Zoologie.	FORTET	T	Calcul des probabilités.
KASTLER	T	Physique.	SCHWARTZ	T	Méthodes mathématiques de la Physique.
EPHROSSI	T	Génétique.	CHOUARD	T	Physiologie végétale.
WURMSER	T	Biol. physico-chimique.	MALAVARD	T	Aviation.
RIVIÈRE	T	Géologie (S.P.C.N.).	BRELOT	T	Calcul différentiel.
GAUTHERET	T	Biologie végétale (P.C.B.)	NORMANT	T	Chimie organique (P.C.B.).
LUCAS	T	Recherches physiques.	BÉNARD	T	Chimie (P.C.B.).
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire.	BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
ARNULF	T	Optique appliquée.	DUGUÉ	T	Statistiques mathématiques.
MAX MORAND	T	Enseignement de physique.	GELOSO	T	Chimie (S.P.C.N.).
SOLEILLET	T	Physique.	SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.	ULRICH	T	Physiologie végétale.
DANJON	T	Astronomie.	MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.
LAPORTE	T	Physique générale et Radioactivité.	KIRRMANN	T	Théories chimiques.
JANET	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	CHADEFAUD	T	Botanique.
L'ETIT	T	Biologie maritime.	DESTRIAU	T	Physique (M.P.C.).
			M ^{lle} LE BRETON	T	Physiologie générale.
			SALEM	T	Mathématiques générales.

PROFESSEURS (suite)

LELONG	T	Mathématiques générales.	BRUSSET	Chimie minérale.
DEVILLERS		Anatomie et Histologie comparées.	M. LEVY	Physique théorique.
EHRESMANN	T	Topologie algébrique.	LENORMANT	Physiologie
FRANÇON		Physique (S.P.C.N.).	M ^{me} CHAIX	Chimie biologique.
GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	M ^{me} HUREL-PY ...	Biologie végétale (P.C.B.)
			PIAUX	Chimie (P.C.B.).
			BRUN	Mécanique expérimentale des fluides.
GODEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.).	LEDERER	T Chimie biologique.
PISOT	T	Calcul des probabilités.	M ^{me} DUBREIL-JACOTIN	T Mathématiques.
E. ROCH	T	Géologie.	M ^{me} LELONG - FERRAND	T Mathématiques (E.N.S.).
SCHATZMANN		Astrophysique.	BELLAIR	Géologie (S.P.C.N.).
TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique.	COTTE	T Physique (M.P.C.).
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.	J. DUBOIS	T Chimie (S.P.C.N.).
JOLIOT	T	Physique nucléaire et radioactivité.	LAMOTTE	T Zoologie (E.N.S.).
LENNUIER		Physique (P.C.B.).	MICHEL	T Chimie (S.P.C.N.).
RIZET		Génétique.	OLMEA	T Énergétique générale.
M ^{me} TONNELAT ...		Théories physiques.	ROUAULT	T Physique, Enseignement.
DIXMIER		Mathématiques (M.P.C.).	GAUTHIER	T Mécanique appliquée.
SOUCRAY		Chimie générale.		
AIGRAIN		Physique (P.C.B.).		

Secrétaire Général C. MONIER.

J'ai effectué ce travail au Laboratoire de Physique Atomique et Moléculaire du Collège de France au titre d'Attaché de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique.

Je remercie M. le Professeur Francis Perrin, Directeur du laboratoire, dont l'accueil bienveillant et le soutien constant m'ont permis de réaliser cette étude.

J'exprime ma gratitude à M. Claude Magnan, Sous-Directeur du laboratoire, qui a tout fait pour faciliter mon travail.

Je suis particulièrement heureux d'exprimer mes remerciements à MM. Lazare Goldzahl, Philippe Eberhard et Jean Banaigs, qui ont pris une part importante dans ce travail, tant au point de vue de la conception des expériences que de leur conduite et leur interprétation. Leur constante collaboration et leur amitié m'ont été une aide inestimable. La collaboration de M. Eugène Alexandre m'a été précieuse pour la construction mécanique, surtout pour celle du dispositif à rideau, qu'il m'aurait été autrement impossible de réaliser.

M. Gerard Brown a bien voulu discuter avec nous, durant son séjour à Paris et lors de mon séjour à Birmingham, sur la diffusion élastique des rayons γ due aux électrons du cortège. Ses suggestions claires données tant verbalement que par correspondance ont été inestimables. Je veux ici lui exprimer toute ma gratitude.

Le dispositif électronique a pu être réalisé grâce au Service des Constructions Electroniques du Commissariat à l'Energie Atomique. Je remercie M. Surdin, chef de ce service, et tout spécialement M. Jacques Mey, dont la compétence et le dévouement ont permis de venir à bout des problèmes posés par le système électronique.

L'uranium nécessaire à la construction du diffuseur a été mis à notre disposition par le Service de Technologie du Commissariat à l'Energie Atomique. Mes remerciements vont à M. Stohr, chef de ce service.

Je dois à M. Dumas et à tous les travailleurs du Laboratoire de Physique Atomique et Moléculaire une aide fréquente dans les manipulations.

Je dois à l'obligeance de M. Rousseau une aide précieuse dans la conception et la construction du dispositif mécanique.

M. Dumaignaud a apporté sa contribution à ce travail.

Je remercie également pour leurs conseils précieux et leurs encouragements Mlle Toshiko Yuasa, Maître de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique et M. Takehiko Takabayashi, Professeur de l'Université de Nagoya.

M. Banaigs a relu ce manuscrit.

Que tous trouvent ici l'expression de ma reconnaissance.

DIFFUSION DES RAYONS γ DU Co^{60} ET DU Zn^{65} DANS LES ÉLÉMENTS LOURDS ET INTERMÉDIAIRES

(ÉTUDE DE L'EFFET DE POLARISATION DU VIDE
DANS LA DIFFUSION ÉLASTIQUE DES RAYONS γ) ⁽¹⁾

Par EIICHI HARA

SOMMAIRE

INTRODUCTION.

La diffusion élastique du photon par l'atome.
Section efficace de diffusion élastique du photon par l'atome.
Principe de l'expérience.
Historique.
But de l'expérience.

CHAPITRE PREMIER. — *Méthode.*

Généralités.
Détermination de la section efficace de diffusion élastique.
Élimination des effets parasites.
Choix des sources.

CHAPITRE II. — *Dispositif.*

Description générale.
Partie mécanique du dispositif.
Détecteur et dispositif électronique.

(1) Thèse présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences physiques, et soutenue le 27 mars 1958 devant la Commission d'examen.

CHAPITRE III. — *Expériences et résultats.*

Généralités.

Mesures de la section efficace des rayons γ de 1,12 MeV du Zn^{65} dans le plomb.

Mesures de la section efficace des rayons γ de 1,33 MeV du Co^{60} dans l'étain.

Mesures de la section efficace de diffusion élastique des rayons γ de 1,33 MeV du Co^{60} dans le plomb et l'uranium sous 20° .

Mesures du rapport des sections efficaces de diffusion dans le plomb pour les deux raies de 1,17 MeV et de 1,33 MeV du Co^{60} .

CHAPITRE IV. — *Discussion des résultats.*

Discussion générale.

Discussion des résultats obtenus avec une source de Co^{60} pour le plomb.

Discussion des résultats obtenus avec une source de Co^{60} pour l'étain.

Discussion des résultats obtenus avec une source de Zn^{65} pour le plomb.

Discussion des résultats des mesures du rapport des sections efficaces de diffusion pour les raies de 1,17 MeV et de 1,33 MeV du Co^{60} dans le plomb.

CONCLUSION.

INTRODUCTION

La diffusion élastique du photon par l'atome. — La diffusion d'un photon par un atome libre est une collision de deux particules. Si la somme de l'énergie cinétique de deux particules est conservée lors de la diffusion, on appelle celle-ci une diffusion élastique. Si elle n'est pas conservée, on appelle celle-ci une diffusion inélastique. Dans le premier cas l'état interne de l'atome reste intact et dans le second cas l'atome est ionisé ou excité. Dans un domaine d'énergie de l'ordre de 1 MeV, les rayons γ diffusés dans les atomes le sont, pour leur grande majorité, inélastiquement, et pour une faible proportion élastiquement.

L'aspect extérieur de la diffusion élastique du photon par l'atome libre est complètement identique à la diffusion élastique du photon par l'électron libre, c'est-à-dire à l'effet Compton. La variation de l'énergie du photon diffusé, l'énergie cinétique cédée par le photon à l'atome et la direction du mouvement de l'atome dans le plan de diffusion en fonction de l'angle de diffusion peuvent être calculées d'après la formule de

Compton, en remplaçant dans celle-ci la masse de l'électron m par celle de l'atome M :

$$h\nu = \frac{h\nu_0}{1 + \frac{h\nu_0}{Mc^2}(1 - \cos\theta)}, \quad (I.1)$$

$$T = h\nu - h\nu_0 = Mc^2 \frac{2(h\nu_0)^2 \cos^2 \Phi}{(h\nu_0 + Mc^2)^2 - (h\nu_0)^2 \cos^2 \Phi}, \quad (I.2)$$

$$\tan \Phi = \frac{Mc^2}{h\nu_0 + h\nu} \cot \frac{\theta}{2}, \quad (I.3)$$

où $h\nu_0$ et $h\nu$ sont respectivement l'énergie du photon incident et celle du photon diffusé, θ l'angle de diffusion, c la vitesse de la lumière, T l'énergie cinétique cédée par le photon à l'atome et Φ l'angle entre les directions du mouvement de l'atome et du photon incident.

Si l'atome en question se trouve dans un réseau cristallin, la collision de ces deux particules n'est plus élastique, car la somme de leur énergie cinétique n'est pas conservée et l'énergie cinétique cédée par le photon lors de la diffusion est répartie entre les atomes constituant le réseau cristallin. Les relations simples (I.1), (I.2) et (I.3) ne sont plus valables rigoureusement. Mais comme nous ne nous intéressons pas, dans cette étude, à l'état extérieur de l'atome et comme l'énergie de liaison entre les atomes constituant le réseau cristallin est négligeable par rapport à l'énergie du photon, la perte d'énergie du photon étant elle-même extrêmement faible (on voit facilement par (I.2) qu'elle est de l'ordre de l'électron-volt), on peut étudier la diffusion élastique du photon par l'atome libre, en mesurant la diffusion inélastique du photon par le réseau cristallin. Dans ce texte le mot « diffusion élastique par l'atome » doit être compris dans le sens que l'état interne de l'atome reste intact et le mot « diffusion inélastique par l'atome » dans le sens que l'atome est ionisé ou excité lors de la diffusion du photon.

Des photons d'énergie de l'ordre de 1 MeV, diffusés élastiquement par des atomes différents d'un réseau cristallin, n'interfèrent pas sauf dans le cas particulier, que nous allons examiner.

Deux atomes de même espèce diffusent chacun une onde, représentée par des vecteurs $\vec{a}_1$ et $\vec{a}_2$. Supposons que ces deux atomes se trouvent assez près l'un de l'autre, pour que l'on puisse négliger la variation d'intensité de l'onde incidente. Soit δ la différence de chemin optique. On peut écrire :

$$\vec{a}_2 = \vec{a}_1 e^{i\delta}.$$

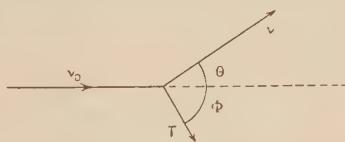


Fig. 1.

La somme des deux vecteurs :

$$\vec{a}_1 + \vec{a}_2 = \vec{a}_1(1 + e^{i\delta})$$

représente l'onde résultante. L'intensité de cette onde est donc :

$$|\vec{a}_1 + \vec{a}_2|^2 = 2a_1^2(1 + \cos \delta).$$

Les interférences sont dues au terme $\cos \delta$.

Soit d la distance entre deux atomes, α et β respectivement l'angle d'incidence et l'angle de réflexion et λ la longueur d'onde. Nous avons :

$$\begin{aligned} \delta &= 2\pi \frac{d}{\lambda} (\sin \alpha - \sin \beta) \\ &= 2\pi \frac{d}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{\alpha - \beta}{2} \\ (a + \beta + \theta &= \pi). \end{aligned}$$

Pour les photons de l'ordre de 1 MeV λ est sensiblement de 10^{-10} cm.

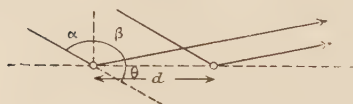


Fig. 2.

La variation de d due à l'agitation thermique à la température ordinaire est de l'ordre de 10^{-8} cm. Donc la valeur moyenne de $\cos \delta$ est nulle, sauf quand le facteur angulaire est inférieur à $1/100$. De même α et β varient constamment suivant la position des atomes. En

conséquence, pour que l'on puisse observer l'interférence des deux ondes diffusées, θ doit être inférieur à $1/100$ radiant. Dans le domaine de l'angle de diffusion où nous effectuons des mesures, l'intensité moyenne de l'onde résultante, diffusée par ces deux atomes, est égale à $2a_1^2$.

On peut démontrer par un raisonnement identique que l'intensité du rayonnement diffusé par n atomes est égale à na_1^2 . L'agitation thermique détruit l'effet des interférences entre photons diffusés par différents atomes. Les phénomènes d'interférences ne pourront donc s'observer que sous un angle inférieur à $1/100$ radiant (52). Sous un angle important, la probabilité de diffusion des photons est la somme des probabilités de diffusion par chacun des atomes.

Section efficace de diffusion élastique du photon par l'atome D'APRÈS LA THÉORIE ÉLECTRO-MAGNÉTIQUE CLASSIQUE. — D'après la théorie électromagnétique classique, la section efficace de diffusion élastique par un électron libre des ondes électro-magnétiques non polarisées d'énergie

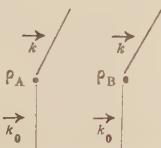
très faible par rapport à mc^2 peut être représentée par la formule suivante :

$$\sigma^T = \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \times \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \quad (I.4)$$

$$= r_0^2 \times \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \quad (I.4')$$

où e est la charge de l'électron, m sa masse, c la vitesse de la lumière, θ l'angle de diffusion et r_0 le rayon classique de l'électron. On peut obtenir facilement cette formule à partir des équations de Maxwell, en négligeant tous les termes contenant la vitesse de l'électron divisée par c . Cette formule a été déduite par J. J. Thomson, et la diffusion élastique des ondes électro-magnétiques représentée par cette formule s'appelle la diffusion Thomson.

S'il y a deux charges ponctuelles ρ_A et ρ_B , chacune d'elles diffuse une onde représentée par :

$$\rho_A e^{i\vec{\Delta k} \cdot \vec{r}_A} \quad \text{et} \quad \rho_B e^{i\vec{\Delta k} \cdot \vec{r}_B}$$


où $\vec{\Delta k} = \vec{k} - \vec{k}_0$ et $\vec{r}_A$ et $\vec{r}_B$ sont des vecteurs représentant respectivement la position de ρ_A et celle de ρ_B . Si la distance entre les deux charges ponctuelles est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde, l'onde diffusée résultante peut être représentée par la somme des deux ondes. Si la charge est distribuée dans un domaine d'espace, l'onde diffusée peut être représentée par une intégrale F_0 :

$$F_0 = \int \rho e^{i\vec{\Delta k} \cdot \vec{r}} d^3r. \quad (I.5)$$

Si ρ est normalisée de façon que, dans la direction incidente, F_0 donne le nombre total d'électrons dans ce domaine d'espace, F_0 est relié à la section efficace par la formule suivante :

$$\sigma^R = (r_0 F_0)^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2}. \quad (I.6)$$

F_0 s'appelle le facteur de structure et la diffusion élastique des ondes électro-magnétiques représentée par cette formule est appelée souvent la diffusion Rayleigh.

La longueur d'onde des photons d'énergie de l'ordre de 1 MeV est de 10^{-10} cm environ, donc à peu près 100 fois plus grande que le diamètre des noyaux lourds. On peut donc considérer le noyau comme une

charge ponctuelle et on peut appliquer la formule (I.4) pour la diffusion des photons par le noyau. En remplaçant dans la formule (I.4) la masse de l'électron m par la masse du noyau M et la charge de l'électron e par celle du noyau Ze , on obtient :

$$\sigma'' = \left(\frac{Z^2 e^2}{Mc^2} \right)^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \quad (I.7)$$

$$= r_0^2 \left(Z^2 \frac{m}{M} \right)^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \quad (I.7')$$

Le rayon de l'orbite des électrons K est, pour le plomb, de l'ordre de :

$$\frac{a_0}{Z} \sim \frac{5,29 \times 10^{-8}}{82} \text{ cm} \sim 6,5 \times 10^{-10} \text{ cm}.$$

Il est donc du même ordre de grandeur que la longueur d'onde des photons d'énergie de 1 MeV. Pour la diffusion élastique des photons par les électrons liés, on doit donc employer les formules (I.5) et (I.6). En remplaçant dans la formule (I.5) ρ par $|\psi_K|^2$ (les ψ_K sont les fonctions d'onde de l'équation de Dirac pour les électrons K), on obtient la contribution des électrons K dans la diffusion élastique des photons :

$$F_0 = \frac{2Zxm \sin \left\{ 2\gamma \tan^{-1} \left(\frac{\Delta k}{2Zxm} \right) \right\}}{\gamma \Delta k \left\{ 1 + \left(\frac{\Delta k}{2Zxm} \right)^2 \right\} \gamma} \quad (I.8)$$

$$\gamma = \sqrt{1 - Z^2 \alpha^2} \quad (\hbar = c = 1)$$

α étant la constante de structure fine.

Les photons diffusés par le noyau et les électrons sont cohérents. Donc c'est l'amplitude de diffusion qui s'additionne. A partir des formules (I.6), (I.7') et (I.8) on obtient la formule suivante :

$$\sigma = r_0^2 \left[Z^2 \frac{m}{M} + \frac{2Zxm \sin \left\{ 2\gamma \tan^{-1} \left(\frac{\Delta k}{2Zxm} \right) \right\}}{\gamma \Delta k \left\{ 1 + \left(\frac{\Delta k}{2Zxm} \right)^2 \right\} \gamma} \right]^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \quad (I.9)$$

Sur les figures 21 et 24 les courbes indiquées par Rayleigh et Thomson représentent la variation en fonction de l'angle de diffusion de la section efficace de diffusion élastique du photon par l'atome calculée avec cette formule.

La contribution des électrons L calculée de la même manière est un huitième de celle obtenue pour les électrons K. La contribution des autres électrons est négligeable.

D'APRÈS LA THÉORIE QUANTIQUE. — D'après la théorie quantique, la diffusion des photons par une particule se produit en passant par un état intermédiaire. La transition directe, même si elle est possible, est,

en général, négligeable par rapport à la transition indirecte. La probabilité de transition w peut s'écrire sous la forme suivante :

$$w = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{if}|^2 \rho_F \quad (I.10)$$

$$H = \sum \frac{H_i^f H_i^n}{E_i - E_n} + (\text{termes d'ordre supérieur}) \quad (I.11)$$

où ρ_F est la densité d'états d'énergie finaux, H_i^n et H_n^f sont respectivement les éléments de matrice de transition de l'état initial vers l'état intermédiaire et de celui-ci vers l'état final, E_i et E_n respectivement l'énergie de l'état initial et celle de l'état intermédiaire. ρ_F doit être calculée à partir de l'énergie cinétique de l'atome et de celle du photon à l'état final.

Pour la diffusion élastique du photon par l'électron lié l'élément de matrice H peut s'écrire dans l'espace à quatre dimensions :

$$H = \int d^4x_2 \int d^4x_1 \bar{\psi}(x_2) \gamma_\mu A_\mu(x_2) S(x_2, x_1) \gamma_\nu A_\nu(x_1) \psi(x_1) \quad (I.12)$$

où $x = (x, y, z, it)$ et $\gamma_\mu = (i\vec{\beta}\alpha, \beta)$.

Quand on utilise comme propagateur d'électron $S(x_2, x_1)$ les fonctions de Green qui obéissent à l'équation suivante :

$$\left\{ \gamma_\mu \left[\frac{\partial}{\partial x_{2\mu}} - ieV_\mu(x_2) \right] - m \right\} S(x_2, x_1) = \delta(x_2 - x_1) \quad (I.13)$$

où $V_\mu = (0, 0, 0, iV)$ et V est le champ coulombien, et quand on effectue l'intégrale par rapport au temps, on obtient une formule analogue à (I.11).

La sommation dans la formule (I.11) doit s'étendre à tous les états intermédiaires possibles, discrets et continus, positifs et négatifs. En outre, le photon a deux états correspondant à sa polarisation circulaire. Si le photon incident n'est pas polarisé, il faut faire la moyenne de H sur toutes les polarisations des photons incidents. Le photon diffusé peut comporter également deux états. Lors de la diffusion l'état de polarisation du photon est soit conservé, soit inversé. Comme les deux cas correspondent à des états finaux différents, leur probabilité de transition s'additionne. Enfin, la section efficace de transition peut s'écrire :

$$\sigma = |a|^2 + |a'|^2. \quad (I.14)$$

Dans le cas de la diffusion d'un photon par l'électron libre, celui-ci n'ayant pas de structure interne, il n'y a que deux états intermédiaires possibles correspondant aux états d'énergie négative et positive. Par contre, l'atome ayant une structure interne, le calcul de la section efficace de diffusion par l'atome est beaucoup plus compliqué que dans le

cas de l'électron. Dans le cas de l'atome les états intermédiaires suivants sont possibles.

1. L'atome se comporte comme s'il était une particule rigide n'ayant pas de structure interne, ce qui peut s'exprimer également de la façon suivante : le noyau absorbe un photon et se met en mouvement, en entraînant son cortège d'électrons. Soient a_1 et a'_1 la somme des amplitudes de transition en passant par ces états intermédiaires correspondant à la conservation et à l'inversion de la polarisation du photon.



Fig. 3.

D'après le diagramme de Feynman, la transition en passant par cet état intermédiaire peut s'écrire de la façon suivante.

2. On doit tenir compte de la structure de l'atome. Le photon peut être absorbé par un des électrons du cortège. Comme les électrons se trouvent dans le champ coulombien du noyau, on doit tenir compte de l'interaction entre les électrons dans l'état intermédiaire et le noyau. Les transitions correspondant aux diagrammes suivants sont possibles.

Sur ces diagrammes les lignes n représentent le noyau et les lignes e un des électrons du cortège. La sommation doit s'étendre non seulement à tous les états intermédiaires possibles, discrets et continus,

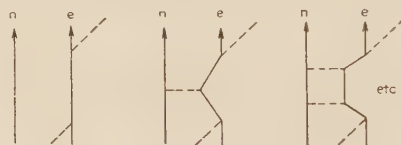


Fig. 4.

mais encore à tous les électrons, en tenant compte de leur spin. Soient a_2 et a'_2 la somme des amplitudes de transition en passant par ces états intermédiaires correspondant à la conservation et à l'inversion de la polarisation du photon. Ecrivons a_{2K}^0 , $a_{2K}^{'0}$, a_{2K}^1 , etc., pour les amplitudes de transition correspondant aux diagrammes précédents et pour les électrons K et a_{2L}^0 , $a_{2L}^{'0}$, a_{2L}^1 , etc., pour les électrons L. a_{2K}^1 , a_{2L}^1 , etc., correspondent à des transitions du troisième ordre :

$$\begin{aligned}
 a_2 &= a_{2K}^0 + a_{2L}^0 + a_{2M}^0 + \dots \\
 &\quad + a_{2K}^1 + a_{2L}^1 + a_{2M}^1 + \dots \\
 &\quad + \dots \dots \dots \dots \dots \dots \\
 a'_2 &= a_{2K}^{'0} + a_{2L}^{'0} + a_{2M}^{'0} + \dots \\
 &\quad + a_{2K}^{'1} + a_{2L}^{'1} + a_{2M}^{'1} + \dots \\
 &\quad + \dots \dots \dots \dots \dots \dots
 \end{aligned}$$

3. Si le photon est absorbé dans le noyau, celui-ci ayant des niveaux discrets et continus comme l'atome, il faut tenir compte de la structure du noyau. Le procédé du calcul est identique à celui du cas précédent. Soient a_3 et a'_3 la somme des amplitudes de transition en passant par ces états intermédiaires correspondant à la conservation et à l'inversion de la polarisation du photon.

4. Comme termes de correction on doit tenir compte des transitions correspondant aux diagrammes ci-contre.

Le terme correspondant au premier diagramme s'annule d'après le théorème de Furry (32).

Les premiers termes de correction non nuls dus à la formation d'une paire virtuelle sont donc du quatrième ordre.

Cet état intermédiaire correspond à la polarisation du vide, c'est-à-dire qu'un photon crée une paire virtuelle d'électron et de positron, qui s'annihilant, émet de nouveau un photon de même énergie. La diffusion du photon en passant par cet état intermédiaire est très analogue à celle de la lumière par la lumière. En effet, cette dernière diffusion peut être représentée par le diagramme suivant.



Fig. 5.

La seule différence est qu'il y a dans le premier cas deux photons réels et deux photons virtuels et dans le second cas quatre photons réels. La mise en évidence de la diffusion de la lumière par la lumière est un des moyens les plus immédiats de démonstration de l'incompatibilité entre l'électro-dynamique classique et l'électro-dynamique quantique et de vérification de cette dernière. Mais cet effet étant du quatrième ordre, la section efficace de diffusion serait de l'ordre de $\alpha^2 r_0^2 \sim 10^{-30} \text{ cm}^2$ (7)

(25) (26) (45) (46). Dans l'état actuel on ne peut donc pas espérer la mettre en évidence et de ce fait tous les essais effectués jusqu'à présent ont été négatifs (42) (73) (74). Par contre, dans le cas de la diffusion du photon par l'atome, la constante de couplage avec le photon virtuel étant de Ze au lieu de e , l'amplitude de diffusion en passant par cet état intermédiaire serait $e^2 Z \sim \alpha Z^2$ fois (pour le plomb, 50 fois environ plus grande que celle de la diffusion de la lumière par la lumière. Il serait donc plus facile de mettre en évidence cet effet, en déterminant ses influences sur la diffusion élastique du photon par l'atome.

Les trois diagrammes de la figure 7 représentent trois états intermédiaires possibles par la formation d'une paire virtuelle.

Sur les diagrammes les croix représentent l'interaction de l'électron ou du positron avec le champ coulombien. Naturellement la transition en

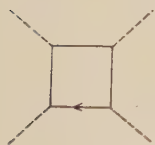


Fig. 6.

passant par un état intermédiaire d'ordre supérieur à quatre est possible. Par exemple, la figure 8 représente un des états intermédiaires du sixième ordre.

L'amplitude de transition en passant par ces états intermédiaires

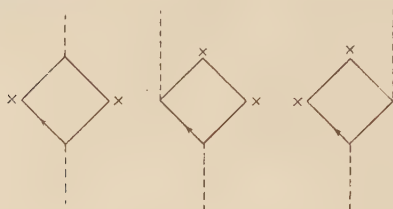


Fig. 7.



Fig. 8.

serait $(\alpha Z)^2$ fois plus petite que celle du quatrième ordre. Les amplitudes de transition en passant par les états intermédiaires du quatrième ordre correspondant à la formation d'une paire virtuelle dans le champ électrique dû aux électrons du cortège seraient négligeables.

Enfin on peut écrire :

$$\left. \begin{aligned} a &= a_1 + a_2 + a_3 + a_4 \\ a' &= a'_1 + a'_2 + a'_3 + a'_4 \end{aligned} \right\} \quad (\text{I.7})$$

Quand on connaît a et a' , on peut calculer la section efficace de diffusion élastique du photon par l'atome par la formule de (I.14).

Principe de l'expérience. — La polarisation du vide agit sur la diffusion élastique du photon par l'atome. Le calcul des termes correspondant à la polarisation du vide est extrêmement difficile (1) (16) (33) (38) (44) (47) (48) (59). Seuls les termes du quatrième ordre ont été calculés seulement pour la direction incidente (63). Les valeurs obtenues sont indiquées sur le tableau I.

TABLEAU I

Énergie en MeV	$\Re a_4$ en unité de $(\alpha Z)^2 r_0$	$\Im m a_4$	σ pour Pb
0,411	0,0205	0	0,00428 mb/stérad
1,33	0,241	0,0058	0,591 mb/stérad
2,62	0,912	0,265	9,18 mb/stérad
17,6	11,87	14,5	3,57 b/stérad
200	150	395	1,82 kb/stérad

Sur ce tableau $\mathcal{R}_e a_i$ et $\mathcal{I}_m a_i$ correspondent respectivement à la partie réelle et à la partie imaginaire de a_i . σ n'a aucun sens physique. Ils ont été indiqués seulement pour que l'on puisse avoir une idée sur l'ordre de grandeur de cet effet. a'_i est nul pour $\theta = 0$. Le même auteur a effectué le calcul des amplitudes de diffusion par cet effet pour la direction incidente à partir d'une formule empirique pour l'effet photo-électrique (64). $\mathcal{R}_e a_i$, qui est important pour les énergies faibles, ne varie pas appréciablement des valeurs indiquées ci-dessus.

La variation des amplitudes de diffusion du quatrième ordre en fonction de l'angle de diffusion n'a été calculée que très approximativement et uniquement pour les rayons γ d'énergie très élevée (4).

Le principe de la mise en évidence expérimentale de la contribution de la polarisation du vide à la diffusion élastique du photon consiste à déterminer les sections efficaces de diffusion élastique sous divers angles pour différentes énergies et pour des éléments divers et à comparer les valeurs mesurées aux valeurs obtenues par le calcul en ne tenant compte que des autres termes. Une différence significative prouverait que la polarisation du vide contribuerait appréciablement à la diffusion élastique du photon, et dans le cas contraire, elle serait négligeable devant les autres phénomènes.

Supposons que le noyau puisse être représenté par un champ d'électron quantifié de masse M et de constante de couplage Ze . Ces hypothèses ne sont pas rigoureusement correctes. Elles signifient que le spin des noyaux est $1/2$, que leur moment magnétique est $Ze/2M$ et que le noyau est ponctuel. Mais dans la limite non relativiste ces hypothèses ne produisent pas de grandes erreurs. Sous réserve de ces hypothèses le calcul donne naturellement la formule de Klein-Nishina. On peut donc calculer a_i et a'_i à l'aide de la formule de Klein-Nishina, en remplaçant dans celle-ci la masse de l'électron m par celle de l'atome M et la charge de l'électron e par celle du noyau Ze . Quand le photon a une énergie de l'ordre du MeV, c'est-à-dire, très petite par rapport à l'énergie au repos du noyau Mc^2 , on peut négliger les termes contenant l'énergie du photon divisée par la masse au repos du noyau dans la formule de Klein-Nishina et on obtient la formule de Thomson :

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= \frac{Z^2 e^2}{Mc^2} \frac{1 + \cos \theta}{2} = 0,76 \times 10^{-16} \frac{Z^2}{A} (1 + \cos \theta) \text{ cm} \\ a'_1 &= \frac{Z^2 e^2}{cM^2} \frac{1 - \cos \theta}{2} = 0,76 \times 10^{-46} \frac{Z^2}{A} (1 - \cos \theta) \text{ cm} \end{aligned} \right\} \quad (\text{I.16})$$

Z et A étant respectivement le numéro atomique et la masse atomique, θ l'angle de diffusion.

a_3 et a'_3 peuvent, dans le cas général, qui est le nôtre, être négligés par rapport à a_1 , a'_1 , a_2 , a'_2 . Ils ne pourraient plus l'être, dans le cas où l'énergie du photon incident serait très voisine de l'énergie d'un niveau d'excitation du noyau (50) (57) (60) (61).

Pour a_2 et a'_2 on peut utiliser les formules (I.5) et (I.6), qui correspondent à l'état intermédiaire libre, pour les photons d'énergie à la fois supérieure à celle de l'ionisation et beaucoup plus petite que la masse au repos de l'électron (20) (29) (30). Dans ce domaine d'énergie seuls a_2^0 et a_{2K}^0 sont prépondérants et les autres termes peuvent être négligés. Pour a_{2K}^0 et $a_{2K}^{'0}$ on a des moyens pour faire des corrections sur ces formules pour des photons d'énergie de l'ordre de 1 MeV (51). Mais dans ce domaine d'énergie a_{2K}^1 et $a_{2K}^{'1}$ n'étant pas négligeables devant a_{2K}^0 et $a_{2K}^{'0}$ (8), ces derniers termes seuls n'ont plus de sens physique. a_4 et a'_4 étant du quatrième ordre, les résultats expérimentaux doivent être comparés avec ceux de calculs, dans lesquels il est tenu compte de la liaison des électrons dans l'état intermédiaire. Nous disposons de tels calculs numériques seulement pour les électrons K et pour des photons d'énergie jusqu'à 1,3 MeV (9) (10) (11) (12). Malheureusement, jusqu'à présent, il n'y a pas de calculs complets pour a_2 et a'_2 . L'interprétation des résultats expérimentaux dépend donc essentiellement de l'évaluation de a_2 et a'_2 .

Historique. — Avant la mise au point des compteurs à scintillation on a utilisé la chambre à ionisation ou le compteur Geiger-Müller pour les mesures de rayons γ . Les sections efficaces de diffusion élastique des rayons γ se sont révélées très supérieures à celles prévues pour la somme de l'effet classique de Thomson et de la diffusion due au cortège d'électrons. On a attribué cette différence à la diffusion de photons due à des électrons existant dans le noyau (15) (21) (37) (54) (55) (56) (67) (68).

L'emploi des compteurs à scintillations a permis de faire progresser l'étude de ce phénomène. Storruste a mesuré la section efficace de diffusion des rayons γ de 0,411 MeV du Au^{198} dans le plomb sous des angles de diffusion inférieurs à 35° et il a comparé ses valeurs mesurées aux résultats de calculs de Debye (20) et de Franz (29) (30). Ce dernier a montré que les calculs de la section efficace de diffusion élastique de photons par les électrons liés peuvent être réduits au calcul du facteur de structure et il a calculé la section efficace de diffusion, en utilisant l'approximation de Thomas-Fermi (27). L'approximation par le facteur de structure est justifiable, si l'on suppose libres les électrons dans l'état intermédiaire et si l'on néglige tous les termes relativistes (51). Pour les très petits angles de diffusion, Storruste a mesuré la somme des diffusions élastiques et inélastiques et en soustrayant cette dernière calculée par la formule de Klein-Nishina, il obtenait la partie élastique de la diffusion. Ses résultats expérimentaux sont en bon accord avec les valeurs calculées (58) (69) (70).

Strickler (72) a étudié la diffusion élastique des rayons γ du Co^{60}

sous un angle de 135° dans le plomb, l'étain, le cuivre et l'aluminium. Ses résultats sont en bon accord avec les calculs de Levinger (51) pour les termes du second ordre, où il n'a été tenu compte que des électrons K (5).

Wilson (76) (77) a étudié la diffusion élastique des rayons γ de 1,33 MeV du Co^{60} dans le plomb pour des angles compris entre 35° et 135° . Il a obtenu des sections efficaces nettement inférieures aux résultats de calculs de Levinger (51) pour des angles intermédiaires. Davey (19) a effectué les mêmes mesures que celles de Wilson pour des angles compris entre 40° et 120° . Ses résultats expérimentaux sont légèrement supérieurs à ceux de calculs de Franz.

Ilakovac (43) a étudié la diffusion élastique des rayons γ de 0,95 MeV du Zn^{63} dans le cuivre et le fer. Cook (18) a mesuré les sections efficaces de diffusion élastique des rayons γ de 0,411 MeV, de 0,66 MeV et de 1,17 MeV dans le plomb, l'étain, le cuivre et le mercure pour un angle de 80° . Ses résultats expérimentaux sont en bon accord avec les valeurs calculées à partir du facteur de structure pour 0,411 MeV et 0,66 MeV, mais pour 1,17 MeV il a obtenu des valeurs nettement supérieures aux valeurs calculées. Il a attribué cette différence à la diffusion élastique de photons due à la formation d'une paire virtuelle dans le champ coulombien.

Stearns (71) a mesuré la diffusion élastique des rayons γ provenant de la réaction $\text{Li}^7(p, \gamma)\text{Be}^8$ dans le bismuth, le plomb, l'étain et le cuivre. Il a étudié surtout la dépendance de la section efficace de diffusion sur le numéro atomique pour les énergies élevées. La diffusion élastique de photons d'énergie très élevée, de l'ordre de 20 MeV a été étudiée par Fuller et Hayward (34). Ils ont mesuré la section efficace de diffusion dans l'or, le plomb et l'uranium, en utilisant un bêta-tron. Burkhardt (13) a étudié la diffusion élastique sous un angle de 90° en utilisant le rayonnement de freinage donné par les électrons accélérés par un Van de Graaf. Pour les énergies très élevées, les amplitudes de diffusion correspondant à l'absorption et à la réémission de photons par des nucléons sont prépondérantes.

Goldzahl et Eberhard (36) ont repris des mesures du même genre que celle de Wilson, pour le plomb, l'uranium et l'étain. Leurs résultats expérimentaux sont en accord avec les valeurs calculées par Levinger (51) pour de petits angles et de grands angles, mais pour des angles intermédiaires ils ont trouvé des différences considérables (voir la figure 24). Ils ont conclu à l'importance de la diffusion élastique due à la formation d'une paire virtuelle dans un champ coulombien, où le signe de l'amplitude de diffusion est de sens contraire à celui des termes du second ordre. Mais leurs résultats sont en bon accord avec ceux du calcul paru après leurs mesures, tenant compte de la liaison des électrons dans l'état intermédiaire (12). De plus, leurs mesures du rapport des sections efficaces de diffusion des rayons γ de 1,33 MeV et de

1,17 MeV du Co^{60} ont servi à étayer leur conclusion. Etant donné qu'ils avaient estimé que les rapports étaient trop grands, par exemple 8 sous un angle de 50° , ils nous ont incité à continuer cette étude, en utilisant des moyens nouveaux.

Mann (53) a étudié la diffusion élastique par le plomb et l'étain des rayons γ de 0,411 MeV, 0,662 MeV et 1,33 MeV pour 6 angles compris entre 20° et 90° . Ses résultats pour 0,411 MeV et 0,662 MeV sont en accord avec les résultats des calculs à partir du facteur de structure. Pour 1,33 MeV il a trouvé, comme Goldzahl et Eberhard, une différence considérable, mais en raison de l'approximation des calculs théoriques disponibles à cette époque, il n'a pu conclure à l'existence de la diffusion due à la formation d'une paire virtuelle dans un champ coulombien.

Schopper (65) a étudié avec plus de précision la diffusion élastique des rayons γ de 0,325 MeV du Cu^{51} et de 0,660 MeV du Cs^{137} dans le plomb, le cuivre et l'aluminium pour des angles compris entre $2'5$ et 20° . Pour les très petits angles il a mesuré, comme Storruste, la somme des diffusions élastique et inélastique, mais il a obtenu la partie élastique de la diffusion, en soustrayant les valeurs de la diffusion inélastique obtenues au moyen de calculs plus précis que ceux de la formule de Klein-Nishina. Ses résultats sont en bon accord avec les valeurs calculées par Franz (30).

La diffusion élastique des rayons γ de 2,62 MeV du ThC' dans le plomb, le bismuth et l'uranium a été étudiée par Eberhard (23) (24). Ses résultats expérimentaux sont légèrement inférieurs à ceux des calculs où il n'est tenu compte que des termes du second ordre, et ils sont bien inférieurs aux résultats de mesures de Davey (19) pour 2,76 MeV du Na^{24} et à ceux de Burkhardt (13).

But de l'expérience. — Les expériences effectuées sur la diffusion élastique des rayons γ d'énergie inférieure à 1 MeV semblent donc confirmer les théories se basant sur le calcul du facteur de structure. Dans cette région de l'énergie, comme les effets relativistes sont encore petits, ces théories donnent une bonne approximation et on peut supposer que la diffusion de photons due à la polarisation du vide s'est révélée extrêmement faible et qu'elle ne paraissait jouer aucun rôle dans la diffusion des rayons γ . D'autre part, les désaccords importants entre les valeurs mesurées et celles calculées par la méthode mentionnée ci-dessus pour les termes du second ordre dans le cas des rayons γ d'énergie de 1,33 MeV ont incité plusieurs chercheurs, à expliquer ces divergences par l'importance de la diffusion due à la polarisation du vide. En outre, ils ont trouvé une dépendance trop grande de la section efficace de diffusion élastique sur l'énergie, sur laquelle ils ont étayé leur conclusion.

Nous nous sommes donc demandés, si, grâce à des progrès tant dans

l'appareillage expérimental que dans les conduites des calculs mathématiques, nous pourrions examiner de plus près les conclusions assez divergentes de ces chercheurs. Au point de vue expérimental, en utilisant des moyens techniques nouveaux, nous avons réussi de mettre en marche un appareil de discrimination en temps permettant d'éviter les erreurs dues au phénomène d'empilement de petites impulsions dans le détecteur des rayons γ . Au point de vue théorique, du fait des progrès réalisés dans le domaine des machines à calculer, nous avons pu avoir à notre disposition un calcul plus précis des amplitudes de diffusion due aux électrons K, calcul tenant compte de la liaison des électrons dans l'état intermédiaire. Pour compléter les mesures de la diffusion élastique des rayons γ de 1,33 MeV du Co^{60} , nous avons mesuré la section efficace de diffusion dans l'étain pour des angles compris entre 20° et 115° et dans l'uranium et le plomb pour 20° . Afin d'étudier le rapport des sections efficaces de diffusion pour les raies de 1,17 MeV et de 1,33 MeV du Co^{60} , nous avons effectué des mesures identiques à celles de Goldzahl et Eberhard, ainsi que des mesures de la section efficace de diffusion des rayons γ de 1,12 MeV du Zn^{65} dans le plomb.

Les résultats de nos mesures sont en bon accord avec ceux des calculs, dans lesquels il n'est pas tenu compte de la diffusion des rayons γ due à la formation d'une paire virtuelle dans le champ coulombien du noyau. Cette dernière diffusion semble extrêmement faible. Nos mesures avec une source de Zn^{65} montrent l'importance de la diffusion inélastique due aux électrons liés.

CHAPITRE PREMIER

Méthode.

Généralités. — La détermination de la section efficace de diffusion se faisait au moyen d'un spectrographe γ , uniquement par des mesures relatives, en comparant le spectre des rayons γ diffusés au spectre obtenu en plaçant une petite source aux divers points du diffuseur.

La figure 9 représente notre dispositif expérimental. Entre la source et le détecteur se trouvait un cylindre protecteur d'épaisseur suffisante pour empêcher les rayons γ d'arriver directement de la source au détecteur. Les diffuseurs en forme de cylindre ou de tronc de cône étaient suspendus à une hauteur fonction de l'angle de diffusion choisi.

Détermination de la section efficace de diffusion élastique. — Le principe de détermination des sections efficaces de diffusion est identique à celui de Goldzahl (35), dont voici l'essentiel.

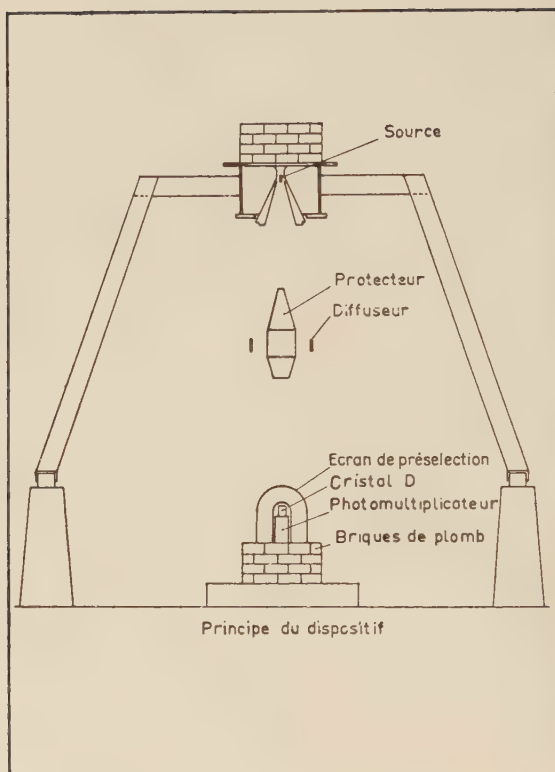


Fig. 9.

Soit J photons émis par la source S par seconde. Le flux en un point P d'un des diffuseurs est :

$$\frac{J}{4\pi r_1^2} e^{-\mu \delta_1} \text{ par cm}^2 \text{ sec} \quad (\text{II.1})$$

où r_1 est la distance de la source S au point P , μ le coefficient d'absorption de la matière constituant le diffuseur et δ_1 le chemin parcouru par le rayonnement à l'intérieur du diffuseur pour atteindre le point P .

Un élément de volume dV du dif-

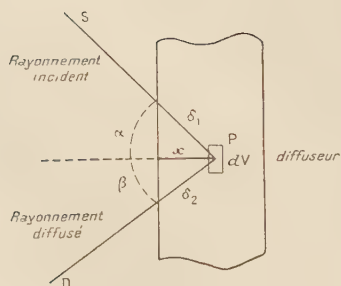


Fig. 10.

fuseur diffuse élastiquement dans la direction θ et dans l'angle solide $\Delta\Omega$:

$$\frac{d\sigma_\theta}{a\Omega} \Delta\Omega \frac{N}{A} \rho dV \frac{J}{4\pi r_1^2} e^{-\mu\delta_1}, \quad (II.2)$$

$d\sigma_\theta/d\Omega$ étant la section efficace de diffusion élastique d'un atome dans la direction θ et par stéradian, N le nombre d'Avogadro, ρ la densité de la matière du diffuseur.

Le nombre de photons dn en provenance de l'élément de volume dV comptés par le cristal récepteur est donc égal à :

$$dn = \frac{S_e}{r_1^2} e^{-\mu\delta_2} \frac{d\sigma_\theta}{a\Omega} \frac{N}{A} \rho dV \frac{J}{4\pi r_1^2} e^{-\mu\delta_1} = \frac{JS_e}{4\pi r_1^2 r_2^2} \frac{d\sigma_\theta}{a\Omega} \frac{N}{A} \rho dV e^{-\mu(\delta_1 + \delta_2)}.$$

S_e étant la section efficace du cristal récepteur, r_2 la distance séparant du P et du D et δ_2 étant le chemin parcouru à l'intérieur du diffuseur par le rayonnement diffusé pour atteindre le cristal. D'où l'on obtient :

$$n = \frac{J}{4\pi} \frac{N}{A} \rho \int \frac{S_e}{r_1^2 r_2^2} \frac{d\sigma_\theta}{a\Omega} e^{-\mu(\delta_1 + \delta_2)} dV. \quad (II.3)$$

L'épaisseur d et la hauteur des diffuseurs sont petites par rapport aux longueurs r_1 et r_2 . Nous pouvons donc supposer que r_1 , r_2 , S_e et $d\sigma_\theta/d\Omega$ varient très peu en fonction de la position de l'élément de volume dV . Donc on obtient :

$$n = \frac{JS_e}{4\pi r_1^2 r_2^2} \frac{d\sigma_\theta}{a\Omega} \frac{N}{A} \rho \int e^{-\mu(\delta_1 + \delta_2)} dV. \quad (II.3')$$

Si nous retirons le diffuseur et si nous mettons à l'emplacement de l'élément de volume dV une petite source de faible dimension, le flux total de photons émis étant J' , celui émis dans l'angle solide $\Delta\Omega$ est $J'\Delta\Omega/4\pi$. Le nombre de coups provoqués dans le récepteur par ce flux n' est :

$$n' = \frac{J'S_e}{4\pi r_2^2}. \quad (II.4)$$

De (II.3') et (II.4) on obtient :

$$\frac{n}{n'} = \frac{J}{J'} \frac{1}{r_1^2} \frac{d\sigma_\theta}{a\Omega} \frac{N}{A} \rho \int e^{-\mu(\delta_1 + \delta_2)} dV. \quad (II.5)$$

Posons :

$$M = \int e^{-\mu(\delta_1 + \delta_2)} dV. \quad (II.6)$$

Soit ds un élément de la surface du diffuseur et dx l'élément de longueur le long de la normale :

$$M = \int_s ds \int_0^d e^{-\mu x \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta} \right)} dx = \int_s ds \int_0^d e^{-\mu x \frac{\cos \alpha + \cos \beta}{\cos \alpha \cos \beta}} dx,$$

α et β étant les angles formés par les rayonnements incident et diffusé avec la normale à la surface du diffuseur, d l'épaisseur du diffuseur et S la surface totale du diffuseur.

Les dimensions du diffuseur étant très petites par rapport à r_1 et r_2 , on peut considérer α et β comme constants. Donc on obtient :

$$\begin{aligned} M &= S \frac{1 - \mu d \frac{\cos \alpha + \cos \beta}{\cos \alpha \cos \beta}}{\mu \frac{\cos \alpha + \cos \beta}{\cos \alpha \cos \beta}} \\ &= S d \frac{1 - \mu d \frac{\cos \alpha + \cos \beta}{\cos \alpha \cos \beta}}{\mu d \frac{\cos \alpha + \cos \beta}{\cos \alpha \cos \beta}} = V \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} \end{aligned} \quad (II.6')$$

où V est le volume total du diffuseur et :

$$\varepsilon = \mu d \frac{\cos \alpha + \cos \beta}{\cos \alpha \cos \beta}.$$

Avec (II.5) et (II.6') on obtient :

$$\frac{n}{n'} = \frac{J}{J'} \frac{1}{r_1^2} \frac{d\sigma_{\theta}}{d\Omega} \frac{N}{A} \rho V \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon}.$$

D'où :

$$\frac{d\sigma_{\theta}}{d\Omega} = \frac{n}{n'} \frac{J'}{J} \frac{r_1^2 A}{NW} \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon} \quad (II.7)$$

W étant le poids total du diffuseur.

Élimination des effets parasites. — La formule (II.7) donne la section efficace de la diffusion élastique par atome et par stéradian sous un angle donné, en fonction du taux de comptage n sur le pic. Mais plusieurs effets parasites peuvent perturber les mesures du taux de comptage.

EMPILEMENT DE PETITES IMPULSIONS DANS LE DÉTECTEUR. — Les angles de diffusion utilisés étant de 20° à 115° , les photons diffusés par effet Compton sont énergétiquement nettement inférieurs aux photons diffusés élastiquement. La variation en fonction de l'angle de diffusion de l'énergie des rayons γ diffusés par effet Compton (c'est-à-dire si l'on suppose les électrons libres) peut être calculée par la formule :

$$h\nu = \frac{h\nu_0}{1 + h\nu_0/mc^2(1 - \cos \theta)}, \quad (II.8)$$

$h\nu_0$ étant l'énergie du photon incident et $h\nu$ celle du photon diffusé. Les valeurs numériques sont indiquées sur le tableau II.

TABLEAU II

Angle de diffusion en degrés \ Énergie	1,33 MeV (Co ⁶⁰)	1,12 MeV (Zn ⁶⁵)
0	1,33	1,12
15	1,22	1,04
30	0,99	0,87
45	0,75	0,68
60	0,58	0,51
75	0,45	0,43
90	0,37	0,35
105	0,31	0,30
120	0,27	0,26
135	0,24	0,24
150	0,23	0,22
165	0,22	0,22
180	0,21	0,21

La section efficace de diffusion par effet Compton par électron et par unité d'angle solide peut être calculée par la formule :

$$\frac{d\sigma_{\theta}}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \frac{k^2}{k_0^2} \left(\frac{k_0}{k} + \frac{k}{k_0} - \sin^2 \theta \right) \quad (\text{II. 9})$$

où k_0 et k sont respectivement l'impulsion du photon incident et celle du photon diffusé et r_0 le rayon classique de l'électron. Cette section efficace pour le plomb et pour 1,33 MeV sous un angle de 50° est 3,1 barns par atome et par stéradian. Cette valeur est 5 300 fois plus élevée que la section efficace de la diffusion élastique correspondante mesurée par Goldzahl et Eberhard (36). Il peut donc arriver que deux ou plusieurs impulsions dues à cet effet, s'empilant dans le détecteur, donnent naissance à une grande impulsion, qui de ce fait est normalement comptée par l'appareil. Nous avons donc ajouté un circuit secondaire, susceptible d'éliminer les comptages dus à deux petites impulsions, dont l'intervalle est inférieur à 4 μ sec. Les détails de ce circuit sont décrits dans le chapitre suivant. De plus, nous avons utilisé des briques de plomb comme présélecteur. Pour les énergies jusqu'à plusieurs MeV, les rayons γ plus énergétiques sont plus pénétrants (41). On peut donc sélectionner partiellement les photons diffusés élastiquement de ceux diffusés inélastiquement.

RAYONNEMENT DIRECT. — Entre la source et le détecteur se trouvait un cylindre protecteur de plomb pour empêcher les rayons γ d'arriver directement de la source au détecteur. L'épaisseur du cylindre protec-

teur était pour les angles supérieurs à 35° de 44 cm et pour 20° de 43 cm. Ces épaisseurs sont suffisantes pour empêcher le rayonnement direct de la source sur le détecteur. Un calcul simple montre que, dans le cas du Co^{60} et pour 115° (la distance de la source au détecteur était de 1 m environ), le coefficient d'absorption étant $0,055 \text{ cm}^2/\text{g}$ (18), il faudrait plusieurs heures pour avoir un coup. En effet, nous n'avons constaté aucune différence avec la source et sans source. Pour les autres angles, les distances étant plus grandes, et pour la raie de 1,12 MeV du Zn^{65} le coefficient d'absorption étant plus élevé, le rayonnement direct était négligeable dans tous les cas.

BRUIT DE FOND ET DIFFUSION ÉLASTIQUE PAR D'AUTRES OBJETS. — Le bruit de fond dû au rayonnement cosmique n'est pas négligeable. Nous avons en outre constaté la raie de 1,40 MeV du K^{40} . Notre évaluation de la teneur en potassium dans le ciment du mur par des mesures du rayonnement de cette raie, quelques dizaines de grammes par kilogramme, est à peu près identique à la teneur moyenne en potassium de la croûte terrestre (40). Dans un canal situé sur le pic nous avions un coup de bruit de fond environ par minute. Pour des grands angles ce taux de comptage était à peu près le tiers de celui provoqué par la diffusion étudiée.

Nous avons donc remplacé les diffuseurs étudiés par des corps légers, tels que l'eau et l'aluminium, dans lesquels la diffusion élastique serait négligeable. En soustrayant le taux de comptage obtenu ainsi de celui obtenu avec les diffuseurs, nous éliminons les erreurs dues aux phénomènes décrits ci-dessus.

RAYONNEMENT DE FREINAGE DES ÉLECTRONS PROJÉTÉS DANS LES DIFFUSEURS. — Des électrons sont projetés dans les diffuseurs lors de la diffusion et de l'absorption des rayons γ incidents, soit par effet Compton, soit par création de paire, soit par effet photoélectrique. Ces électrons sont freinés à l'intérieur des diffuseurs et donnent à nouveau des rayonnements. Nous allons examiner ces effets séparément.

LES ÉLECTRONS ÉMIS PAR EFFET COMPTON. — La formule (II.8) montre que l'énergie de ces électrons est maximum, quand la diffusion du photon se fait sous un angle de π , les électrons sont alors projetés en avant. Cette énergie maximum T_{max} des électrons peut être calculée à partir de la formule (II.8) :

$$T_{\text{max}} = h\nu_0 - \frac{h\nu_0}{1 + \frac{h\nu_0}{mc^2}(1 - \cos \pi)} = h\nu_0 \frac{2 \frac{h\nu_0}{mc^2}}{1 + 2 \frac{h\nu_0}{mc^2}}. \quad (\text{II.10})$$

Pour les rayons γ de 1,33 MeV, on a $T_{\text{max}} = 1,12 \text{ MeV}$ et la section efficace de ce phénomène est, d'après la formule (II.9), de l'ordre de

$5,2 \times 10^{-25}$ cm²/stér par atome de plomb. Si l'on suppose que la réponse de notre détecteur correspond à une expression de la forme :

$$e^{-\left(\frac{h\nu - h\nu'}{0,04h\nu}\right)^2} \quad (\text{II } 11)$$

que l'approximation de Born pour le rayonnement de freinage des électrons donne une borne supérieure et que la distribution du rayonnement de freinage des électrons est isotrope, la contribution de ce phénomène à 1,33 MeV est négligeable et à 1,17 MeV elle est inférieure à 1/10 de α_1^2 (Introduction). Dans le cas des diffuseurs constitués par une solution de nitrate de plomb, comme les électrons perdent la plus grande partie de leur énergie par ionisation dans ce domaine d'énergie, le rayonnement de freinage des électrons diminue appréciablement. 1 cm³ de solution saturée de nitrate de plomb contient environ 0,4 g de Pb(NO₃)₂. Pour une énergie de l'électron incident très élevée par rapport à celle de la liaison des électrons au noyau, la perte d'énergie par ionisation par unité de longueur est proportionnelle à la densité d'électrons. Le rayonnement de freinage des électrons par atome est, pour une énergie donnée, proportionnel à Z^2 . Le rayonnement de freinage dû aux autres atomes que le plomb est donc très faible par rapport à celui dû aux atomes de plomb. Donc, dans le cas des diffuseurs constitués par une solution de nitrate de plomb, le rayonnement de freinage des électrons diminue par le facteur :

Nombre de noyaux de plomb dans la solution

Nombre d'électrons dans la solution

Nombre de noyaux de plomb dans le métal

Nombre d'électrons dans le métal

soit 0,14. La contribution du rayonnement de freinage des électrons due à la raie de 1,33 MeV est donc négligeable même à 1,17 MeV.

Les électrons émis par effet photoélectrique. — La section efficace de l'effet photoélectrique dû aux électrons K est donnée par la formule suivante (39) :

$$\sigma_k = \Phi_0 \frac{3}{2} \frac{Z^5}{137^4} \frac{mc^2}{h\nu} e^{-\pi\alpha + 2\alpha^2(1 - \log \alpha)} \quad (\text{II } 12)$$

où :

$$\alpha = \frac{Z}{137}, \quad \Phi_0 = \frac{8\pi}{3} r_0^2 = 6,651 \times 10^{-25} \text{ cm}^2.$$

La section efficace de l'effet photoélectrique dû aux électrons L est, d'après Latyshev (49), 1/4,6 de celle due aux électrons K pour le plomb et pour les énergies au-dessus de 1 MeV. Avec les mêmes hypothèses

que dans le cas précédent, la contribution relative de ce phénomène à 1,33 MeV est négligeable. La contribution de la raie de 1,33 MeV à 1,17 MeV due à ce phénomène est à peu près du même ordre de grandeur que a_1^2 (Introduction).

Les électrons émis par création de paire. — Les photons d'énergie supérieure à $2 mc^2$ peuvent créer une paire d'électron et de positron. La somme de l'énergie cinétique des deux particules est égale à $h\nu - 2 mc^2$. Le seul cas d'intervention possible de ce phénomène dans nos mesures est celui où le positron prend la plus grande partie de l'énergie disponible et s'annihile, en émettant un seul quantum dans le champ du noyau. Par la formule de Bethe (3), dans le cas du plomb et pour 1,33 MeV, la probabilité pour que le positron ait plus de 90 p. 100 de l'énergie disponible est déjà très faible. Les erreurs dues à ce phénomène sont donc négligeables.

LA DIFFUSION INÉLASTIQUE PAR LES ÉLECTRONS LIÉS. — Randles (62) a estimé les erreurs produites par la diffusion inélastique par les électrons liés, et en supposant une réponse du détecteur de la forme :

$$e^{-\left(\frac{h\nu - h\nu'}{0,1 h\nu}\right)^2}$$

il a obtenu les résultats suivants.

Dans le cas non relativiste :

pour le mercure :

$$\frac{\sigma_i}{\sigma_e} = 0,04 \left(1 + \frac{8,03}{\Delta k^2}\right)$$

pour l'étain :

$$\frac{\sigma_i}{\sigma_e} = 0,58 \left(1 + \frac{3,035}{\Delta k^2}\right)$$

Δk étant le changement d'impulsion du photon.

Dans le cas relativiste :

pour le mercure :

$$\left(\frac{\sigma_i}{\sigma_e}\right)_{\theta=60^\circ} = 0,73 \left(\frac{\sigma_i}{\sigma_e}\right)_{\theta=120^\circ} = 0,58 ;$$

pour l'étain :

$$\left(\frac{\sigma_i}{\sigma_e}\right)_{\theta=60^\circ} = 0,24 \left(\frac{\sigma_i}{\sigma_e}\right)_{\theta=120^\circ} = 0,17.$$

Bien que notre détecteur ait une réponse meilleure que dans cette hypothèse, les erreurs dues à ce phénomène ne sont certainement pas négligeables. Comme ce calcul n'est valable que pour les grands angles, pour lesquels ce phénomène est faible, nous n'avons pas effectué les corrections dues à la diffusion inélastique.

Choix des sources. — Etant donné que la section efficace de la diffusion Compton est mille à dix mille fois plus élevée que celle de la diffusion élastique, il en résulte que l'intensité du rayonnement diffusé par effet Compton dû aux raies plus énergétiques que celles que l'on désire mesurer peut être gênante, même si elles ne sont que de l'ordre de 10^{-4} par désintégration. Cela limite très sérieusement le nombre de

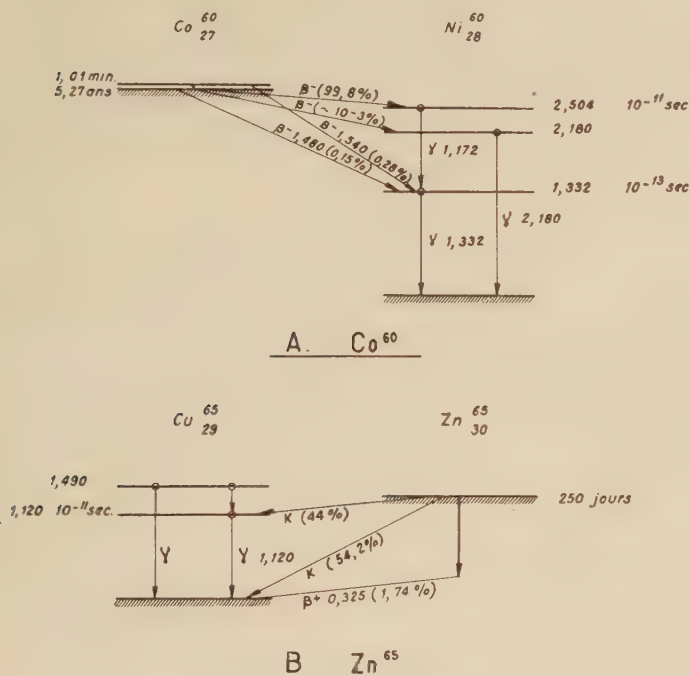


Fig. 11. — Schéma de désintégration du Co^{60} et du Zn^{65} .

sources émettrices de rayons γ que l'on peut utiliser. Parmi les sources artificielles nombreuses disponibles à notre époque grâce aux piles atomiques, Co^{60} et Zn^{65} sont surtout intéressantes au point de vue du mode de désintégration et de la période.

Co^{60} . — Cette source a été très bien étudiée. La figure 11 A représente son schéma de désintégration. La plus grande partie du Co^{60}_{27} émet un rayon β^- et tombe à un niveau excité de 2,504 MeV du Ni^{60}_{28} . Ce Ni^{60}_{28} retombe à l'état fondamental, en émettant deux rayons γ en cascade. La transition directe de l'état excité de 2,504 MeV à l'état fondamental

serait extrêmement faible (inférieure à 3×10^{-7} par désintégration (22) ; elle n'a pas encore pu être décelée expérimentalement. Le niveau de 2,180 MeV de Ni_{28}^{60} a été constaté par plusieurs chercheurs. Ils ont conclu que la transition du Co_{27}^{60} à ce niveau est de l'ordre de 10^{-5} par désintégration (78). Les erreurs par la diffusion inélastique dues à cette raie seraient donc négligeables par rapport à la diffusion élastique de la raie de 1,33 MeV.

L'énergie des rayons γ (γ_1 et γ_2 du schéma de désintégration) a été mesurée avec une très grande précision par Lind, Brown et Dumond (52). Ils ont mesuré la longueur d'onde de ces rayons γ par diffraction et ils ont obtenu respectivement $(19,318 \pm 0,005) 10^{-11}$ cm et $(10,580 \pm 0,005) 10^{-11}$ cm, d'où pour énergie $1,3316 \pm 0,0010$ MeV et $1,1715 \pm 0,0010$ MeV.

La période du Co^{60} est de 5,27 ans, donc suffisamment longue pour des expériences de ce genre.

Le Zn^{65} . — Le Zn_{30}^{65} est très indiqué comme source émettrice de rayons γ pour les expériences de ce genre, car il émet un faisceau pratiquement monochromatique de 1,12 MeV, comportant une raie de 0,51 MeV de faible intensité. La figure 11 B représente le schéma de désintégration du Zn_{30}^{65} . Zn_{30}^{65} se désintègre en Cu_{29}^{65} soit par capture d'électron K soit par émission de rayon β^+ . On a constaté que Cu_{29}^{65} a un deuxième niveau d'énergie plus élevée à 1,49 MeV, mais comme la différence de niveau entre Zn_{30}^{65} et Cu_{29}^{65} est de 1,345 MeV, la transition de ce niveau à l'état fondamental ne joue pas dans le cas du Zn_{30}^{65} (22).

La période du Zn_{30}^{65} étant de 250 jours est suffisamment longue pour nos expériences.

CHAPITRE II

Dispositif.

Description générale. — La source était au centre d'un château de plomb situé sur un bâti et elle émettait un faisceau conique de rayons γ . En raison de l'intensité de la source, on ne démasquait l'ouverture du château que pendant la durée des mesures, soit par déplacement vertical du cône mâle de plomb servant de bouchon, soit par translation longitudinale de l'obturateur de plomb en forme de cylindre. Le cylindre protecteur en plomb et le détecteur se trouvaient au-dessous de la source sur le même axe. Les diffuseurs avaient la forme, soit d'un cylindre, soit d'un tronc de cône, de même axe. La

position des diffuseurs et la distance du détecteur à la source étaient fonction de l'angle de diffusion.

La petite source d'étalonnage était amenée au voisinage du détecteur de l'extérieur de la pièce, dans laquelle les expériences s'effectuaient, par un dispositif à trolley, car l'étalonnage se faisait en présence du faisceau de rayons γ .

L'appareillage électronique constitué par une alimentation haute tension, deux amplificateurs linéaires, un sélecteur en temps, un sélecteur en amplitude à un canal et un sélecteur à cinq canaux, se trouvaient dans une pièce contiguë à celle contenant la source. La cloison constituée par un mur de béton de 20 cm d'épaisseur était suffisante pour la protection du personnel contre le rayonnement diffusé au cours des mesures.

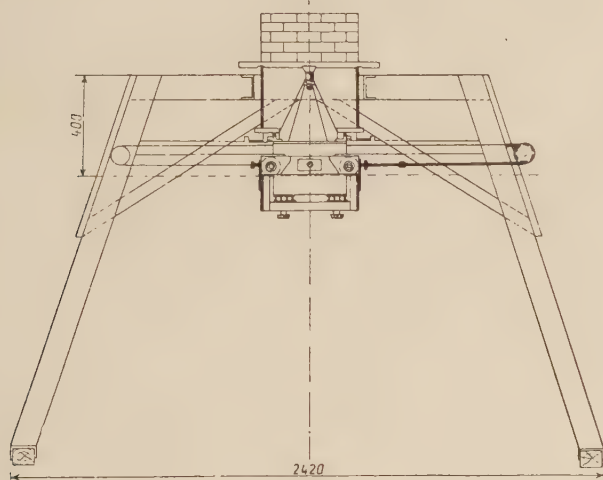


Fig. 12. — Dispositif mécanique.

Partie mécanique du dispositif. — Dans les expériences pour les angles supérieurs à 35° nous utilisons le dispositif mis au point par M. L. Goldzahl, où le faisceau de rayons γ sortait entre deux cônes ; un cône femelle monté sur un bâti ; un cône mâle suspendu au moyen de quatre colonnettes de duraluminium. Le déplacement du cône mâle était commandé au moyen d'un cric muni d'une longue manivelle (Pour la description détaillée, voir (35), p. 11).

Pour les expériences à 20° , nous avons ajouté un cône femelle supplémentaire, afin de mieux collimer le faisceau, et pour des raisons géométriques, nous avons modifié la forme du cylindre protecteur ainsi

que la fermeture du château. Pour cette fermeture, nous avons remplacé le cône mâle par un obturateur à rideau, composé par un bloc de plomb de forme cylindrique de diamètre 300 mm et de hauteur 200 mm. Ce bloc de plomb était disposé sur un chariot rigide muni de quatre roues montées sur roulements à billes. Pour assurer une bonne protection du personnel, le jeu entre le cône femelle et l'obturateur était de l'ordre de 0,2 mm. Le centrage et le réglage en hauteur de ce bloc étaient assurés par des vis calantes solidaires du chariot. Ce chariot se déplaçait sur deux rails métalliques constitués par des cornières en U boulonnées au bâti. Deux paliers à billes fixés sur l'un des montants du bâti recevaient l'arbre de commande muni d'une longue manivelle pour le déplacement du chariot. Le chariot était relié d'un côté à deux chaînes entraînées par deux roues dentées solidaires de l'arbre de commande. L'autre extrémité des chaînes était reliée par l'intermédiaire de tendeurs à deux câbles métalliques qui passaient sur deux poulies de renvoi et étaient finalement fixés sur l'autre côté du chariot. Les poulies de renvoi montées sur roulements à billes étaient fixées sur un même arbre boulonné à l'autre montant du bâti. On démasquait ou on obturait l'ouverture du château de plomb contenant la source par déplacement à distance du chariot au moyen de la manivelle.

Détecteur et dispositif électronique. — DESCRIPTION GÉNÉRALE. — On doit mesurer l'intensité du rayonnement de 1,33 MeV ou de 1,12 MeV sur le cristal récepteur D, indiqué à la figure 9. Dans le cas du Co^{60} la diffusion élastique de 1,17 MeV est environ deux fois plus élevée que celle de photons de 1,33 MeV; ces photons sont énergétiquement très voisins. Par ailleurs, les angles utilisés étant de 20° à 115° , les photons diffusés par effet Compton sont énergétiquement nettement inférieurs, mais mille à dix mille fois plus nombreux, et il peut arriver que deux petites impulsions s'empilent dans le détecteur et fassent une grande impulsion. L'élimination des premiers nécessite un bon pouvoir de résolution en énergie; celle des derniers nécessite une bonne résolution en temps.

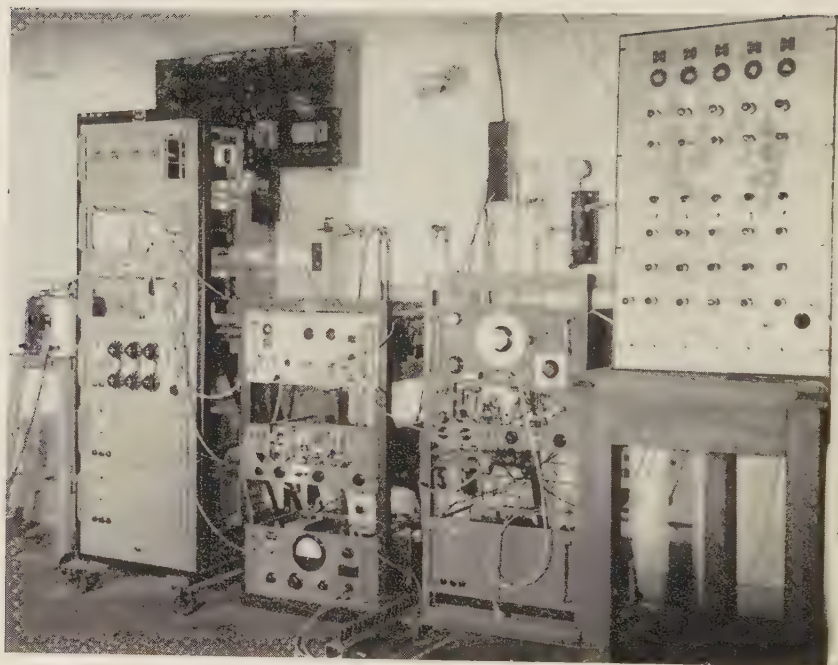
DÉTECTEUR. — Le détecteur D est constitué par un cristal d'iodure de sodium activé par le thallium de 4 cm de diamètre et 5 cm de hauteur, en provenance de la maison Harshaw, monté sur la fenêtre d'un photomultiplicateur Du Mont 6292; une goutte de graisse silicone assure le contact optique. Le cristal et le photomultiplicateur sont enfermés dans une chambre noire constituée par une boîte en laiton.

La figure 13 A représente le schéma de montage du photomultiplicateur. Le photomultiplicateur est alimenté sous environ 1 300 V par une alimentation stabilisée du CEA, suivie d'une chaîne de lampes au néon 85 A 2. La stabilité de cette alimentation est de l'ordre de 1/10 000. Les

PLANCHE I



PLANCHE II



MASSON et C^{ie}, ÉDITEURS

nombre total d'électrons émis par la photocathode (environ 1 000 à 1,33 MeV). Par contre, si les impulsions sont trop raccourcies, on perd à la fois sur l'amplitude et la résolution. Pour obtenir les résultats cherchés nous avons utilisé un système de double sélection. D'une part une sélection en amplitude sur une voie principale avec une mise en forme suffisamment large (3 μ sec), pour que la résolution en énergie soit bonne. D'autre part une sélection en temps sur une voie secondaire utilisant une mise en forme brève des impulsions, soit 0,3 μ sec. Cette voie secondaire est destinée à vérifier qu'une impulsion fournie par le

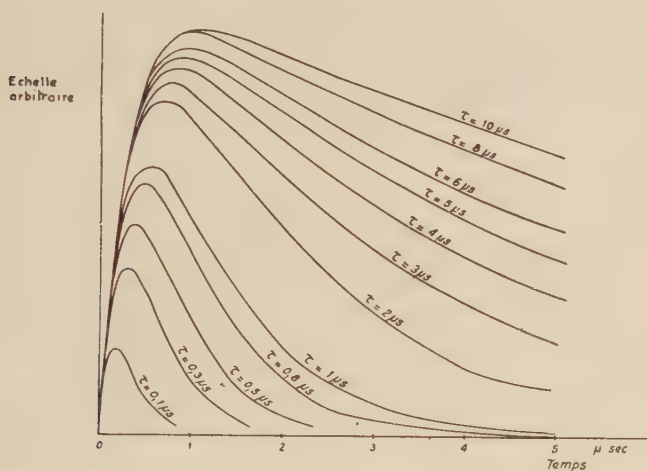


Fig. 15. — Forme des impulsions à la sortie du photomultiplicateur pour différentes valeurs de la constante de temps.

détecteur n'est pas suivie par une autre impulsion assez proche pour produire un empilement sur la voie principale. Elle n'autorise l'analyse de l'impulsion dans cette voie que dans le cas de non-empilement.

La voie principale a une grande constante de temps, donc un pouvoir de résolution maximum. La largeur à mi-hauteur de ce spectrographe γ est de 6,3 p. 100 pour la raie de 1,12 MeV du Zn^{65} .

SÉLECTION EN TEMPS. — La figure 16 représente le schéma de notre dispositif de discrimination en temps. Les figures 17, A et B, représentent les signaux aux différents points du schéma figure 16, respectivement dans le cas où deux impulsions tombent dans un intervalle de temps inférieur à 4 μ sec et dans le cas où il n'y en a qu'une seule. Les impulsions sortant de l'anode à faible constante de temps, donc courtes, sont amplifiées (a) par un amplificateur rapide, et elles sont envoyées à la fois dans une ligne à retard et un circuit de coïncidence. La ligne à

retard retarde les impulsions de $0,3 \mu\text{sec}$ (b) et le circuit trigger 1 transforme la (B) ou les (A) impulsions se trouvant dans un intervalle de temps de $4 \mu\text{sec}$ en un signal carré positif de durée $4 \mu\text{sec}$ (c). Ce signal est envoyé d'une part sur le circuit de coïncidence et d'autre part sur un circuit de différenciation avec diode d'élimination de l'impulsion positive, qui fournit une impulsion négative (e) correspondant au front arrière du signal (c). Le circuit de coïncidence branché en (a) et (c) donne en (f) une impulsion dans le cas A et rien dans le cas B. Cette

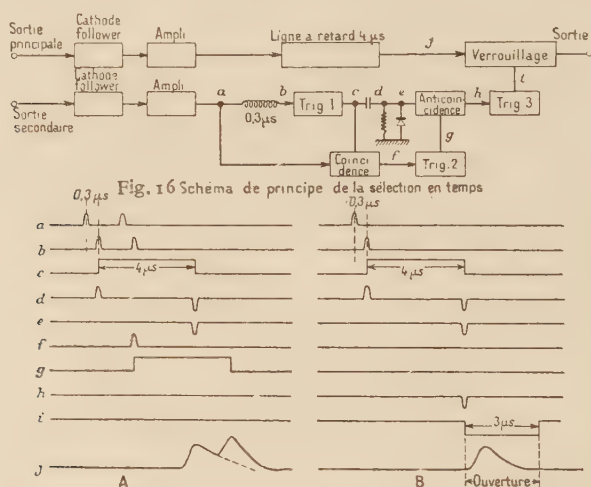


Fig. 17. — Schéma de fonctionnement de la sélection en temps.

impulsion déclenche le trigger 2, qui fournit en (g) un signal carré de durée $3 \mu\text{sec}$. Les impulsions (e) et (g) sont envoyées dans un circuit d'anticoïncidence, constitué par un tube 6BN6. Il n'y a donc plus d'impulsion dans le cas A et l'impulsion subsiste dans le cas B. Elle peut, au moyen d'un nouveau circuit trigger 3, ouvrir le verrouillage de la voie principale, au moment où l'impulsion à analyser, convenablement retardée, arrive en (J).

Le dispositif de sélection en temps élimine complètement les phénomènes d'empilement. On a vérifié pratiquement le fonctionnement de l'appareil, en remplaçant les diffuseurs étudiés par des éléments légers, tels que le fer, l'aluminium et l'eau. Les taux de comptage au-dessus de $1,33 \text{ MeV}$ ont été complètement identiques à ceux du mouvement propre.

CHAPITRE III

Expériences et résultats.

Généralités. — Nous avons mesuré la section efficace de diffusion élastique des rayons γ de 1,33 MeV du Co^{60} dans l'étain et de 1,12 MeV du Zn^{65} dans le plomb pour 6 angles compris entre 20° et 115° , et celle des rayons γ de 1,33 MeV du Co^{60} dans l'uranium et le plomb pour 20° . L'ensemble de nos résultats est résumé dans le tableau III.

Les incertitudes angulaires indiquées sur le tableau (les traits horizontaux sur les figures 18, 21 et 24) ont été déterminées à partir de la géométrie du système et sont supérieures aux incertitudes effectives.

TABLEAU III

Angle de diffusion en degrés	20	35	50	70	90	115
Section efficace de diffusion élastique des γ de 1,12 MeV par Pb en mb/stér.	81 ± 30 p. 100 (17°-23°)	8,2 ± 20 p. 100 (29°-44°)	1,2 ± 20 p. 100 (47°-53°)	0,36 ± 20 p. 100 (65°-75°)	0,30 ± 20 p. 100 (84°-96°)	0,25 ± 20 p. 100 (103°-128°)
Section efficace de diffusion élastique des γ de 1,33 MeV par Sn en mb/stér.	4,5 ± 50 p. 100 (17°-23°)	0,11 ± 50 p. 100 (35°-41°)	0,049 ± 30 p. 100 (47°-53°)	0,011 ± 20 p. 100 (68°-74°)	0,0064 ± 20 p. 100 (86°-96°)	0,0095 ± 20 p. 100 (118°-122°)
Section efficace de diffusion élastique des γ de 1,33 MeV par U en mb/stér.	73 ± 30 p. 100 (17°-23°)	6,14 ⁽¹⁾ ± 20 p. 100 (30°-40°)	1,23 ⁽¹⁾ ± 20 p. 100 (47°-53°)	0,453 ⁽¹⁾ ± 20 p. 100 (65°-75°)	0,245 ⁽¹⁾ ± 20 p. 100 (85°-95°)	0,231 ⁽¹⁾ ± 20 p. 100 (108°-122°)
Section efficace de diffusion élastique des γ de 1,33 MeV par Pb en mb/stér.	43 ± 30 p. 100 (17°-23°)	3,81 ⁽¹⁾ ± 20 p. 100 (30°-40°)	0,580 ⁽¹⁾ ± 20 p. 100 (47°-53°)	0,139 ⁽¹⁾ ± 20 p. 100 (65°-75°)	0,145 ⁽¹⁾ ± 20 p. 100 (85°-95°)	0,104 ⁽¹⁾ ± 20 p. 100 (108°-122°)

⁽¹⁾ Sur ce tableau les valeurs pour l'uranium et le plomb pour les angles de 35° à 115° et pour 1,33 MeV sont les résultats de Goldzahl et Eberhard (36).

En plus de ces mesures et afin de vérifier les résultats de mesures du rapport des sections efficaces de diffusion pour 1,17 MeV et 1,33 MeV du Co^{60} dans le plomb de Goldzahl et Eberhard (36), nous avons repris les mêmes mesures qu'eux. La validité de ces dernières mesures sera discutée dans le chapitre suivant.

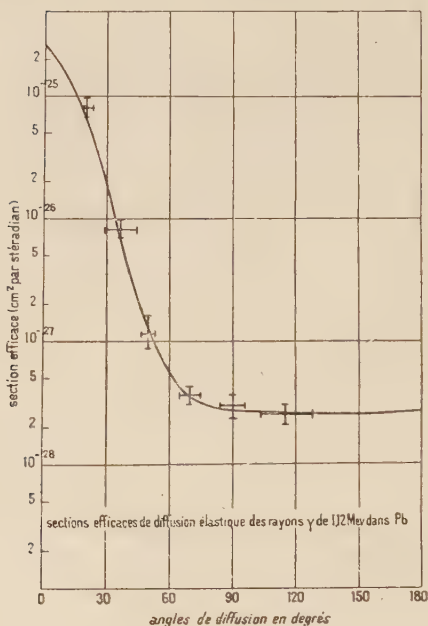
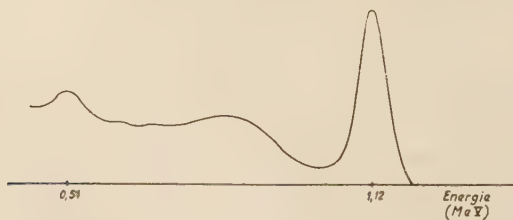


Fig. 18.

parmi les écrans de présélection que j'ai utilisés au cours des mesures.

Les résultats expérimentaux que j'ai obtenus sont indiqués sur la figure 18.

LA DIFFUSION SOUS 115°. — J'ai utilisé un diffuseur de 2 mm d'épaisseur ayant la forme d'un cylindre, dont le diamètre moyen était 660 mm et la

Fig. 19. — Spectre des rayons γ du Zn^{65} .

Mesures de la section efficace des rayons γ de 1,12 MeV du Zn^{65} dans le plomb. — J'ai

effectué des mesures de la section efficace de diffusion élastique avec une source de Zn^{65} pour 6 angles de diffusion compris entre 20° et 115°. Notre source de Zn^{65} , dont l'activité spécifique était 0,19 curie/cm³ au moment de la sortie de la pile et dont l'activité totale était 600 mC, a été préparée à Saclay. Le rapport mesuré de la source auxiliaire à cette source est de $1,90 \times 10^{-4}$. L'intensité de la source n'étant pas grande, j'ai utilisé pour tous les angles un écran de présélection de 4,5 cm d'épaisseur, qui est le moins épais

hauteur 100 mm. La distance de la source au détecteur était 706 mm. On voit facilement que la formule (II 7) est applicable dans ces conditions. L'incertitude angulaire est grande avec ces conditions géométriques, mais dans ce domaine de l'angle de diffusion la variation de la section efficace en fonction de l'angle de diffusion est très faible, donc ceci n'est pas gênant.

La figure 19 indique le spectre des rayons γ directs d'une source de Zn^{65} et 20 celui des rayons γ diffusés par le diffuseur de plomb sous 115° et la position des 5 canaux.

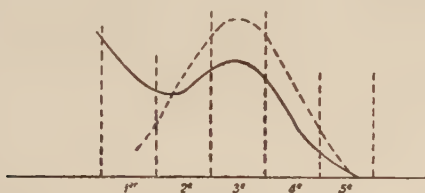


Fig. 20. — Spectre des rayons γ diffusés (Diffuseur : Pb ; angle de diffusion 115°).

LA DIFFUSION SOUS 90° , 70° ET 50° . — Comme la variation de la section efficace de diffusion en fonction de l'angle est encore faible dans ce domaine de l'angle de diffusion, j'ai pu utiliser le même diffuseur pour ces angles que pour 115° . Les distances de la source au détecteur étaient 860 mm, 1 036 mm et 1 412 mm respectivement pour 90° , 70° et 50° . Dans le cas de 50° la source et le détecteur étaient symétriques par rapport au plan médiateur du diffuseur. Les spectres des rayons γ diffusés étaient à peu près identiques à celui obtenu pour 115° , mais comme la perte d'énergie lors de la diffusion inélastique devenait plus faible pour les angles de diffusion plus petits, ils étaient moins bons que dans le cas de 115° .

LA DIFFUSION SOUS 35° . — J'ai utilisé un diffuseur de 20 mm de hauteur et de 80 mm de largeur, ayant la forme d'une couronne, dont le diamètre moyen était 400 mm. La distance de la source au détecteur était 1 335 mm. Sous cet angle, la perte d'énergie par diffusion inélastique étant très faible, de l'ordre de 300 keV, je n'ai pu obtenir un pic net. La section efficace a été déterminée à partir du quotient de la pente des spectres des rayons γ directs et diffusés.

LA DIFFUSION SOUS 20° . — La mesure a été effectuée avec le dispositif à rideau décrit dans le chapitre II.

J'ai utilisé un diffuseur de 10 mm d'épaisseur et de 80 mm de hauteur en forme de cylindre, dont le diamètre moyen était 288 mm. La

distance de la source au détecteur était 1 634 mm. La détermination de la section efficace a été faite de la même manière que pour 35°.

Mesures de la section efficace des rayons γ de 1,33 MeV du Co^{60} dans l'étain. — Nos résultats expérimentaux sont indiqués sur la figure 21.

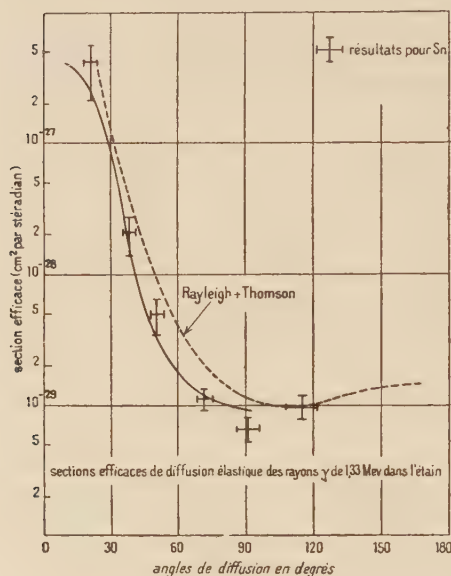


Fig. 21.

Les traits horizontaux indiquent les incertitudes angulaires comme dans le paragraphe précédent.

Notre source de Co^{60} a été préparée à Harwell, dont l'activité spécifique était de l'ordre de 10 curies/cm³ et l'activité totale était 26 curies environ. Toutes les sources auxiliaires utilisées étaient de la même forme que la grande source, pour que l'absorption dans les sources fût égale.

LA DIFFUSION SOUS 115°. — J'ai utilisé un diffuseur de 6 mm d'épaisseur ayant la forme d'un tronc de cône, dont le diamètre moyen était 1 014 mm et la génératrice de 10 cm de longueur inclinée de 17° par rapport

à l'axe de révolution. La distance de la source au détecteur était 1 088 mm. On peut voir facilement que dans ces conditions géométriques la formule (II.7) établie dans le chapitre I s'applique bien.

La figure 22 indique le spectre des rayons γ directs d'une source

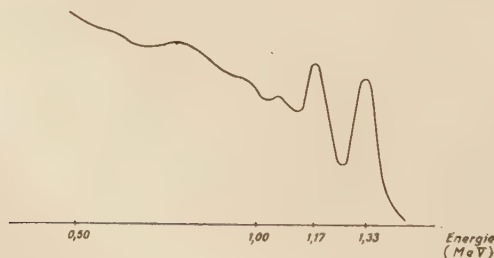


Fig. 22. — Spectre des rayons γ du Co^{60} .

de Co^{60} et 23 le spectre des rayons γ diffusés dans ces conditions et la position des 5 canaux.

LA DIFFUSION SOUS 90° ET 70° . — Comme la variation de la section efficace de diffusion en fonction de l'angle est faible pour les grands angles, j'ai utilisé le même diffuseur pour 90° et 70° que pour 115° . Les distances de la source au détecteur étaient 1 324 mm et 1 595 mm, respectivement pour 90° et 70° . Comme la perte d'énergie des rayons γ

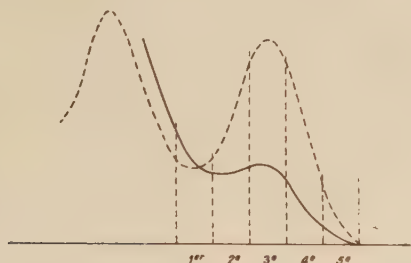


Fig. 23. — Spectre des rayons γ diffusés (Diffuseur : Sn; angle de diffusion 115°).

diffusés inélastiquement est plus faible pour les angles de diffusion plus petits, le spectre des rayons γ diffusés est un peu moins bon que pour 115° .

LA DIFFUSION SOUS 50° . — J'ai réalisé un diffuseur en remplissant de poudre d'étain une cuvette en aluminium, dont la paroi intérieure était de 1 mm d'épaisseur, pour que l'absorption ne jouât pas, et la paroi extérieure était de 3 mm d'épaisseur, pour que la cuvette fût suffisamment solide. Le diffuseur avait la forme d'un cylindre de 7 mm d'épaisseur et de 10 cm de hauteur, dont le diamètre moyen était 734 mm. Le poids total de poudre d'étain était 8 kg. La source et le détecteur étaient symétriques par rapport au plan médiateur du diffuseur et la distance entre eux était 1 560 mm.

Dans ces conditions je n'ai pas obtenu un pic net et la section efficace a été déterminée de la même manière que pour les petits angles avec le Zn^{65} .

LA DIFFUSION SOUS 35° . — Le diffuseur était une cuvette en aluminium en forme d'un tronc de cône, remplie par de la poudre d'étain dont la paroi intérieure avait 1 mm d'épaisseur et la paroi extérieure 3 mm d'épaisseur. Les deux diamètres du haut et du bas étaient respectivement 480 mm et 510 mm ; la génératrice était inclinée de $12^\circ 40'$ par rapport à l'axe de révolution ; la hauteur était 70 mm et l'épaisseur 12 mm. La poudre d'étain pesait 5 kg et la distance de la source au détecteur était 1 485 mm.

LA DIFFUSION SOUS 20° . — La géométrie du système pour cette mesure était complètement identique à celle utilisée pour 20° avec le Zn^{65} , mais le diffuseur était de la poudre d'étain remplissant une cuvette en aluminium semblable à celles employées dans les mesures sous 50° . Le poids total de poudre d'étain était 2,48 kg.

Mesures de la section efficace de diffusion élastique des rayons γ de 1,33 MeV du Co^{60} dans le plomb et l'uranium sous 20° . — Les deux

mesures ont été effectuées avec le dispositif à rideau décrit dans le chapitre II.

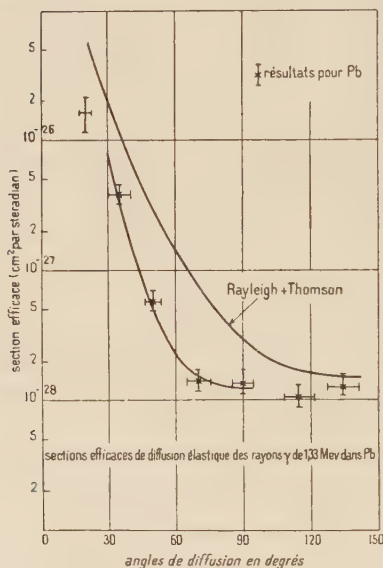


Fig. 24.

LA DIFFUSION DANS LE PLOMB. —

La géométrie du système pour cette mesure était complètement identique à celle correspondant à 20° avec le Zn^{65} . J'ai utilisé le même diffuseur. Le résultat expérimental que j'ai obtenu pour 20° est indiqué sur la figure 24. Les résultats pour les angles supérieurs à 35° ont été mesurés par Goldzahl et Eberhard (36) (fig. 24).

LA DIFFUSION DANS L'URANIUM.

— La géométrie du système était complètement identique à la mesure précédente, mais le diffuseur était constitué par des plaques d'uranium de 1 mm d'épaisseur suspendues à l'intérieur d'une couronne en aluminium.

Mesures du rapport des sections efficaces de diffusion dans le plomb pour les deux raies de 1,17 MeV et de 1,33 MeV du Co^{60} . — Nous avons déjà montré dans le chapitre premier que la contribution du rayonnement de freinage des électrons secondaires émis dans le diffuseur dans le spectre d'impulsions étudiées est négligeable, si l'on utilise comme diffuseur un composé de plomb et d'éléments légers. J'ai effectué des mesures de la même manière que Goldzahl et Eberhard (36) pour 50° , 70° et 115° , en utilisant comme diffuseur une solution saturée de nitrate de plomb. 5 kg de $\text{Pb}(\text{NO}_3)_2$ ont été dissous dans 12,5 litres d'eau. Toutes les mesures ont été effectuées avec le sélecteur à un canal. L'équivalence a été faite avec une solution de nitrate de sodium, qui contenait le même nombre d'électrons que la solution étudiée.

Les résultats que j'ai obtenus sont indiqués sur le tableau IV.

Les résultats obtenus sont sensiblement identiques à ceux de Goldzahl et Eberhard (36), mais ce principe de mesure est discutable. Ce problème sera discuté dans le chapitre suivant.

TABLEAU IV

Angle de diffusion	50°	70°	115°
$\sigma_{1,17}$ $\sigma_{1,33}$	6 ± 2	6 ± 2	$2,1 \pm 0,3$

MESURE SOUS 50°. — Les spectres des rayons γ diffusés par cette solution sont indiqués sur la figure 25. Les triangles indiquent les résultats obtenus dans le cas où 2,5 kg de $\text{Pb}(\text{NO}_3)_2$ ont été dissous dans 12,5 litres

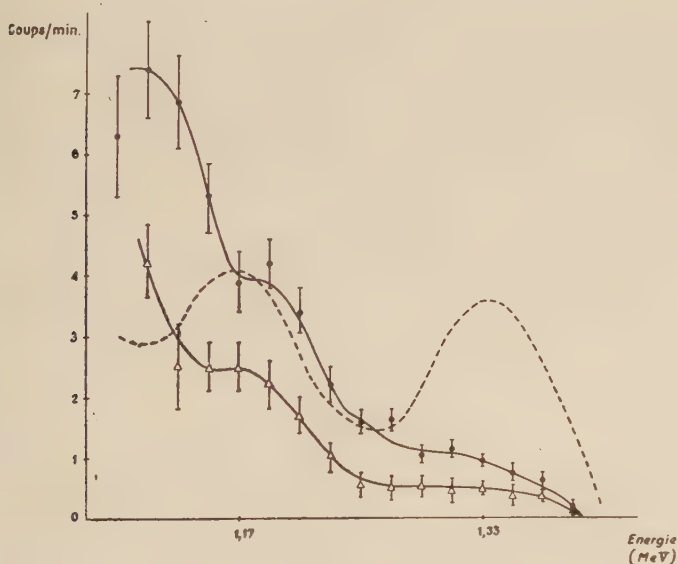


Fig. 25.

d'eau et les points ronds et noirs dans le cas où la concentration a été doublée. On voit facilement sur cette figure que le taux de comptage est proportionnel à la concentration. Ces solutions étaient mises dans une cuvette en fer en forme de cylindre de 30 mm d'épaisseur et de 185 mm

de hauteur, dont le diamètre moyen était 655 mm. La source et le détecteur étaient symétriques par rapport au plan médiateur du diffuseur et la distance entre eux était 1404 mm.

MESURES SOUS 70° ET 115°. — Une solution de nitrate de plomb, dans laquelle 5 kg de $\text{Pb}(\text{NO}_3)_2$ ont été dissous dans 12,5 litres d'eau, a été étudiée. La géométrie du système était complètement identique à celle utilisée pour 70° et 115° avec le Zn^{63} . Les spectres obtenus étaient semblables à ceux de la figure 24.

CHAPITRE IV

Discussion des résultats.

Discussion générale. — Comme il a déjà été indiqué dans l'introduction, l'interprétation des résultats expérimentaux dépend essentiellement de l'évaluation de a_2 et a'_2 et ces termes doivent être calculés, en tenant compte de la liaison des électrons dans l'état intermédiaire. La non-validité de la formule (I.9) pour les photons d'énergie de l'ordre de 1 MeV et pour les éléments lourds et intermédiaires est évidente pour deux raisons. En effet, le deuxième terme de cette formule correspond à l'élément de matrice qu'on obtient à l'aide de la matrice S, dans le cas où (29) (30) (51) :

1° Les électrons sont libres dans l'état intermédiaire, c'est-à-dire que l'électron se propage dans le champ coulombien sans interaction, ce qui n'est pas justifiable pour les éléments intermédiaires et lourds. On peut supposer les électrons libres, c'est-à-dire que l'approximation de Born d'ordre zéro est valable, dans le cas où :

$$2\pi \frac{Zv^2}{\hbar v} = \frac{2\pi Z}{137\beta} \ll 1 \quad (\text{V.1})$$

où $\beta = v/c$. Pour les éléments lourds cette condition n'est jamais remplie.

2° On néglige tous les termes contenant le changement d'impulsion divisé par la masse de l'électron. Pour 1,33 MeV, le changement d'impulsion est déjà pour 22° égal à la masse au repos de l'électron.

Brown et Woodward ont montré l'importance du terme correspondant à l'approximation de Born d'ordre un (8).

Pour $\Delta k \gg Z\alpha m$ et $Z\alpha \ll 1$, le facteur de structure (I.8) se réduit à :

$$F_0 \simeq 2\pi \left(\frac{Z\alpha m}{\Delta k} \right)^3 Z^2 \alpha^2 \left(1 + \frac{8m}{\pi Z\alpha \Delta k} \right). \quad (\text{V.2})$$

L'élément de matrice relatif à a_{2K}^0 soit A_0 est relié au facteur de structure par la relation suivante :

$$A_0 = \frac{2\pi e^2}{mk} F_0 \frac{1 + \cos \theta}{2}. \quad (V.3)$$

L'élément de matrice relatif à a_{2K}^1 , soit A_1 , a été évalué par Brown et Woodward (8) :

$$A_1 = -\frac{4\pi e^2}{mk} Z^2 \alpha^2 \left(\frac{Z\alpha m}{\Delta k} \right)^2 \Theta \quad (V.4)$$

où Θ est un facteur angulaire.

De (V.2), (V.3) et (V.4), on obtient à un facteur angulaire et le signe près :

$$\frac{A_1}{A_0} = \frac{1}{\pi} \frac{\frac{\Delta k}{Z\alpha m}}{1 + \frac{8m}{\pi Z \Delta k}}. \quad (V.5)$$

Ce rapport croît avec Δk et est égal à 1 pour $\Delta k \approx 2\sqrt{2}m$. Pour une énergie de 1,33 MeV, ceci correspond à 60° environ et, en général, a_{2K}^1 diminue | a_2 |. | a_2 | est beaucoup plus grand que a_1 pour les petits angles, et pour les grands angles | a_2 | est du même ordre de grandeur ou plus petit que a_1 .

Des termes correctifs sur F_0 ont été calculés par Levinger (51). Ces termes correctifs sont toujours positifs. Les valeurs numériques qu'il a obtenues pour l'étain sont indiquées sur le tableau V.

TABLEAU V

$\frac{\Delta k}{2Z\alpha m}$	F_0	$\frac{a_{2K}^0}{F_0}$
0	2,0	1,08
1	0,53	1,11
2	0,105	1,28
3	0,0304	1,49

Le développement en série par rapport au changement d'impulsion diverge pour les grands angles.

Brown et al. ont calculé a_2 et a'_2 pour les électrons K du mercure et pour les énergies de 0,32 mc^2 , 0,64 mc^2 , 1,28 mc^2 et 2,56 mc^2 (9) (10) (11) (12). Au lieu de calculer a_{2K}^0 , a_{2K}^1 , a_{2K}^2 , etc., ils ont calculé :

$$F = \sum_n \int d^3r_2 \int d^3r_1 \frac{\psi_f^*(\vec{r}_2) H(\vec{r}_2) \psi_n(\vec{r}_2) \psi_n^*(\vec{r}_1) H(\vec{r}_1) \psi_i(\vec{r}_1)}{\varepsilon_i - \varepsilon_n \pm k},$$

H étant l'hamiltonien d'interaction, ε_i et ε_n respectivement l'énergie de l'électron dans l'état initial et dans l'état intermédiaire et $\psi_n(\vec{r})$ les fonctions d'onde de Dirac dans le champ coulombien (2). F est relié à l'élément de matrice par une relation analogue à (V.3). Ils ont éliminé tout d'abord les variables angulaires et ils ont pu exprimer F en série uniquement par rapport à la variable radiale. Puis ils ont effectué les intégrales numériques nécessaires à l'aide d'une machine à calculer électronique. Ils ont négligé seulement l'interaction entre les électrons et l'effet écran. Les erreurs dues à ces effets seraient minimales.

Discussion des résultats obtenus avec une source de Co^{60} pour le plomb. — Les résultats numériques qu'ils ont obtenus pour le mercure et pour $2,56 mc^2$ sont indiqués sur le tableau VI.

TABLEAU VI

Angle de diffusion en degrés	α_2 en unité de r_0	$F_0 \frac{1+\cos\theta}{2}$	α_1 en unité de r_0	$F_0 \frac{1-\cos\theta}{2}$
0	1,6989 - 0,0474i	2,0000	— — — —	— — — —
15	0,9693 - 0,0315i	1,2560	0,0233 - 0,0040i	0,0218
30	0,2905 - 0,0133i	0,5076	0,0374 - 0,0078i	0,0364
45	0,0740 - 0,0086i	0,2100	0,0341 - 0,0068i	0,0360
60	0,0133 - 0,0070i	0,0969	0,0293 - 0,0051i	0,0323
75	- 0,0025 - 0,0060i	0,0487	0,0254 - 0,0040i	0,0287
90	- 0,0062 - 0,0044i	0,0260	0,0233 - 0,0029i	0,0260
105	- 0,0053 - 0,0034i	0,0141	0,0224 - 0,0027i	0,0239
120	- 0,0038 - 0,0023i	0,0074	0,0215 - 0,0024i	0,0223
135	- 0,0023 - 0,0010i	0,0036	0,0218 - 0,0024i	0,0212
150	- 0,0011 - 0,0007i	0,0015	0,0217 - 0,0022i	0,0205
165	- 0,0009 - 0,0004i	0,0003	0,0209 - 0,0020i	0,0201
180	— — — —	— — — —	0,0206 - 0,0023i	0,0200

Jusqu'à présent, les courbes de référence ont été calculées à partir du facteur de structure (la courbe du haut sur la figure 24). La courbe du bas a été déduite des valeurs indiquées sur le tableau VI. Ce calcul a été effectué pour $2,56 mc^2$, à savoir 1,305 MeV, au lieu de 1,332 MeV. Mais étant donné que la différence des énergies est faible, nous n'avons

effectué aucune correction due à cette différence. Comme correction due à la différence des numéros atomiques, les amplitudes de diffusion a_2 et a'_2 ont été augmentées de 10 p. 100 des valeurs indiquées sur ce tableau. Rohrllich et Rosenzweig ont montré que, pour les grands changements d'impulsion, la contribution des électrons L sur l'amplitude de diffusion est un huitième de celle des électrons K. La contribution des autres électrons serait faible. Mais, cette estimation n'étant pas précise, dans ce calcul, la contribution de tous les électrons autres que K a été négligée.

Cette dernière courbe est en bon accord avec les résultats de mesures.

Discussion des résultats obtenus avec une source de Co^{60} pour l'étain. — Sur le tableau VI, on voit facilement que, dans le cas où la polarisation du photon lors de la diffusion est inversée, l'approximation par le facteur de structure donne des valeurs à peu près correctes, mais que, dans le cas où la polarisation du photon est conservée, elle est une très mauvaise approximation. Brown et al. (12) ont trouvé que l'on peut calculer a_2 , en modifiant le calcul du facteur de structure.

On peut écrire l'élément de matrice sous la forme suivante :

$$F = \int |\psi|^2 e^{i\vec{\Delta} \cdot \vec{r}} f(r) d^3r. \quad (\text{V.7})$$

Pour $f(r) = 1$, $F = F_0$. Ils ont trouvé que, E étant l'énergie totale de l'électron :

$$f(r) = \frac{mc^2}{(E + V)} \quad (\text{V.8})$$

donne une bonne approximation. En unité que nous employons (V.8) est équivalent à la formule suivante :

$$f(r) = \frac{1}{(E + Z\alpha/r)}. \quad (\text{V.9})$$

Sur la figure 26 les courbes 1 et 2 montrent respectivement la variation de a_2/F_0 et celle de F/F_0 calculée avec cette formule en fonction du changement d'impulsion.

La courbe en trait plein de la figure 21 a été calculée avec ces hypothèses. Si l'on tient compte du fait que les formules (V.7) et (V.8) donnent des valeurs trop grandes pour les grands angles, l'accord entre les résultats expérimentaux et ceux du calcul est satisfaisant.

Discussion des résultats obtenus avec une source de Zn^{65} pour le plomb. — La courbe 3 de la figure 26 montre la variation de a_2/F_0 pour $1,28 mc^2$ en fonction du changement d'impulsion, qui est sensiblement

identique à celle pour $2,56 mc^2$. Le facteur de structure n'étant fonction que du changement d'impulsion, l'identité approximative de ces deux courbes montre que même si l'on tient compte de la liaison des électrons dans l'état intermédiaire, a_2 aussi n'est fonction que du changement d'impulsion. La courbe de la figure 18 a été déduite des amplitudes calculées pour $1,12 MeV$, avec cette hypothèse, à partir de celles indiquées sur le tableau VI, c'est-à-dire des amplitudes de diffusion pour $2,56 mc^2$. Elle tient compte d'autre part de la différence des numéros atomiques.

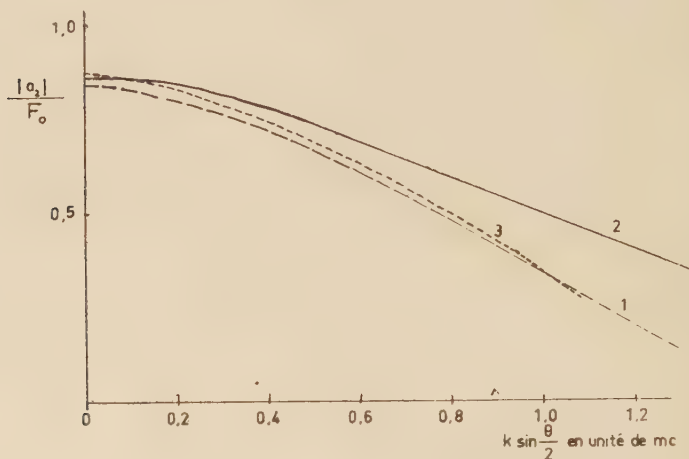


Fig. 26.

Nos résultats expérimentaux sont en bon accord avec ceux de ce calcul.

Comme indiqué dans le paragraphe 2, le paragraphe 3 et le paragraphe 4, la concordance entre les résultats expérimentaux et ceux des calculs, où il est tenu compte de la liaison des électrons dans l'état intermédiaire, est satisfaisante pour $1,33 MeV$ et $1,12 MeV$ et pour le plomb et l'étain. Ceci nous incite à croire que, dans ce domaine d'énergie des photons, les amplitudes de diffusion correspondant à la diffusion de potentiel sont encore extrêmement faibles devant les autres et que la diffusion de photons due à la formation d'une paire virtuelle ne joue pratiquement aucun rôle dans la diffusion élastique de photons par les atomes. Cette concordance entre les valeurs expérimentales et théoriques montre également que, dans la diffusion élastique de photons par les atomes, plus l'énergie incidente est élevée, plus la liaison des électrons se manifeste. Ce fait, qui semble à première vue surprenant, peut s'expliquer à l'aide de la formule (V.5). Nous en concluons que

les désaccords constatés par plusieurs chercheurs sont dus essentiellement à la liaison des électrons dans l'état intermédiaire, et non à la diffusion due à la formation d'une paire virtuelle dans le champ coulombien.

Discussion des résultats des mesures du rapport des sections efficaces de diffusion pour les raies de 1,17 MeV et de 1,33 MeV du Co^{60} dans le plomb. — Les électrons du cortège se trouvent dans des états propres d'énergie, où leur impulsion n'est pas déterminée. On peut donc prévoir facilement que les formules simples de Compton, où l'on suppose libres les électrons (les formules identiques à (I.1), (I.2) et (I.3), obtenues en remplaçant dans celle-ci la masse de l'atome M par celle de l'électron m), ne sont plus valables pour la diffusion inélastique de photons dans l'atome et que cette dernière diffusion a, pour un angle donné, un spectre continu d'énergie. L'influence de la liaison des électrons sur la diffusion inélastique de photons de faible énergie par l'atome a été bien étudiée (6) (14) (28) (31) (75). Mais on croyait que, pour les énergies incidentes beaucoup plus grandes que l'énergie de liaison, on pouvait supposer libres les électrons de l'atome. Ceci n'est pas correct d'après la formule (V.5).

Randles (62) a montré l'importance de la diffusion inélastique de photons due aux électrons liés, dans laquelle la perte d'énergie du photon est très faible. Ses estimations ont été décrites dans le chapitre premier, paragraphe 3.

Nos valeurs $\sigma_{1,17}/\sigma_{1,33}$ mesurées avec un seul émetteur des rayons γ , le Co^{60} , sont sensiblement identiques à celles mesurées précédemment dans les mêmes conditions expérimentales ; par contre, les rapports $\sigma_{1,12}/\sigma_{1,33}$ que nous avons obtenus (comme $\sigma_{1,33}$ nous avons employé les sections efficaces de diffusion mesurées par Goldzahl et Eberhard (36)) sont égaux à 2 environ, comme il est prévu théoriquement. Nous concluons donc que, dans le cas du Co^{60} et pour 1,17 MeV, la contribution due à la diffusion inélastique de la raie de 1,33 MeV est importante et que les grands rapports des sections efficaces de diffusion pour les raies de 1,17 MeV et de 1,33 MeV du Co^{60} sont dus à ce phénomène, et non à la diffusion provoquée par la formation d'une paire virtuelle dans le champ coulombien du noyau.

CONCLUSION

Les calculs de l'amplitude de diffusion du photon relative à l'absorption et à la réémission du photon par le cortège d'électrons peuvent être réduits au calcul du facteur de structure, si l'on suppose libres les électrons dans l'état intermédiaire et si l'on néglige tous les effets relativistes. Le récent calcul de la diffusion élastique des rayons γ de faible

énergie, dans lequel il est tenu compte de la liaison des électrons dans l'état intermédiaire, montre que dans ce domaine d'énergie du photon les calculs à partir du facteur de structure donne une bonne approximation. Ces calculs ont été vérifiés expérimentalement par plusieurs chercheurs dans un grand intervalle angulaire et pour les éléments de numéros atomiques très différents. D'autre part il est théoriquement et expérimentalement vérifié que l'amplitude de diffusion relative à l'absorption et à la réémission du photon par les nucléons est très petite et qu'elle ne peut jouer aucun rôle dans la diffusion élastique des rayons γ . Il peut donc être conclu que, dans le domaine d'énergie des photons inférieure à 1 MeV, la diffusion élastique des rayons γ due à la formation d'une paire virtuelle dans le champ coulombien du noyau est négligeable.

Mais au-dessus de 1 MeV plusieurs chercheurs ont obtenu des valeurs nettement inférieures à celles des calculs, où il n'est tenu compte que des termes du second ordre, d'où ils ont conclu à l'importance de la diffusion élastique des rayons γ due à la formation d'une paire virtuelle dans le champ coulombien, où le signe de l'amplitude de diffusion est de sens contraire à celui des termes du second ordre. De plus, certains d'entre eux ont mesuré le rapport des sections efficaces de diffusion pour les raies de 1,17 MeV et de 1,33 MeV du Co^{60} dans le plomb, et ils ont obtenu des rapports très grands, de l'ordre de 8 pour un angle de 50° , ce qui a renforcé leur conclusion.

Nous avons mesuré la section efficace de diffusion des rayons γ de 1,33 MeV dans l'étain pour des angles compris entre 20° et 115° et dans l'uranium et le plomb pour 20° . Afin d'étudier le rapport des sections efficaces de diffusion pour les raies de 1,17 MeV et de 1,33 MeV du Co^{60} , nous avons effectué les mêmes mesures, ainsi que des mesures de la section efficace de diffusion des rayons γ de 1,12 MeV du Zn^{65} .

Nos valeurs expérimentales sont en bon accord avec des courbes déduites de calculs plus complets pour les termes relatifs à l'absorption et à la réémission de photons par les électrons du cortège, tenant compte de la liaison de ces électrons dans l'état intermédiaire. Nos valeurs $\sigma_{1,17}/\sigma_{1,33}$ mesurées avec un seul émetteur des rayons γ , le Co^{60} , sont sensiblement identiques à celles mesurées précédemment dans les mêmes conditions expérimentales; par contre, les rapports $\sigma_{1,12}/\sigma_{1,33}$ que nous avons obtenus sont égaux à 2 environ, comme il est prévu théoriquement. Or, pour un angle donné, la diffusion inélastique due aux électrons liés a un spectre continu d'énergie; nous en concluons que, dans le cas du Co^{60} et pour 1,17 MeV, la contribution due à la diffusion inélastique de la raie de 1,33 MeV est importante et que les grands rapports des sections efficaces pour les raies de 1,17 MeV et de 1,33 MeV du Co^{60} sont dus à ce phénomène, et non à la diffusion due à la formation d'une paire virtuelle dans le champ coulombien.

Dans ce domaine d'énergie des photons, les amplitudes de diffusion correspondant à la diffusion de potentiel sont encore extrêmement faibles devant les autres et la diffusion de photons due à la formation d'une paire virtuelle ne joue pratiquement aucun rôle dans la diffusion élastique des rayons γ . La méthode utilisée pour les électrons K dans le calcul des amplitudes de diffusion n'est pas applicable pour les électrons L et la contribution des électrons L n'a pas encore été calculée avec une précision suffisante. Celle-ci est probablement plus importante que la diffusion de photons due à la formation d'une paire virtuelle dans le champ coulombien. Dans ces conditions et pour des photons d'énergie peu supérieure à 1 MeV, il est impossible de tirer d'expériences de ce genre une conclusion nette sur l'existence de cette dernière diffusion.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) ACHESER et POMERANTSCHUK. — *Phys. Z. Sowjetunion*, 1937, **11**, 478.
- (2) BETHE. — *Handbuch der Physik*, 24/I., Springer, 1933.
- (3) BETHE et HEITLER. — *Proc. Roy. Soc.*, 1934, **146 A**, 83.
- (4) BETHE et ROHRICH. — *Phys. Rev.*, 1952, **86**, 10.
- (5) BETHE. — Communication privée à Levinger (note dans (51)).
- (6) BLOCH. — *Phys. Rev.*, 1934, **46**, 674.
- (7) BREIT et WHEELER. — *Phys. Rev.*, 1934, **46**, 1087.
- (8) BROWN et WOODWARD. — *Proc. Phys. Soc.*, 1952, **65 A**, 977.
- (9) BROWN, PEIERLS et WOODWARD. — *Proc. Roy. Soc.*, 1954, **227 A**, 51.
- (10) BRENNER, BROWN et WOODWARD. — *Proc. Roy. Soc.*, 1954, **227 A**, 59.
- (11) BROWN. — *Proc. Roy. Soc.*, 1955, **234 A**, 387.
- (12) BROWN et MAYERS. — *Proc. Roy. Soc.*, 1957, **242 A**, 89.
- (13) BURKHARDT. — *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 192.
- (14) CASIMIR. — *Helv. Phys. Acta*, 1933, **6**, 287.
- (15) CHAO. — *Phys. Rev.*, 1930, **36**, 1519.
- (16) LE COUTEUR et ZIENAU. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63**, 1223.
- (17) COLGATE. — *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 592.
- (18) COOK. — *Proc. Phys. Soc.*, 1955, **68 A**, 1170.
- (19) DAVEY. — *Proc. Phys. Soc.*, 1953, **66 A**, 1059.
- (20) DEBYE. — *Phys. Zeitschrift*, 1930, **31**, 419.
- (21) DELBRÜCK. — *Zeit. Phys.*, 1933, **84**, 144.
- (22) DJELEPOB et PEKER. — *Schémas de désintégration des isotopes radioactifs*. Izdatelstvo Akademii Nauk S.S.S.R. (Édition de l'Académie des Sciences de l'U.R.S.S., 1957).
- (23) EBERHARD, HARA et MEY. — *C. R. Acad. Sci.*, 1956, **242**, 484.
- (24) EBERHARDT. — *Thèse de Doctorat ès Sciences*. Université de Paris, 1957.

- (25) EULER et KOCKEL. — *Naturwissenschaften*, 1935, **23**, 246.
- (26) EULER. — *Ann. Phys.*, 1936, **26**, 398.
- (27) FERMI. — *Zeit. Phys.*, 1928, **48**, 73.
- (28) FRANZ. — *Zeit. Phys.*, 1934, **90**, 623.
- (29) FRANZ. — *Zeit. Phys.*, 1935, **95**, 652.
- (30) FRANZ. — *Zeit. Phys.*, 1936, **98**, 314.
- (31) FRANZ. — *Ann. Phys.*, 1937, **29**, 721.
- (32) FURRY. — *Phys. Rev.*, 1937, **51**, 125.
- (33) FURRY. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 115.
- (34) FULLER et HAYWARD. — *Phys. Rev.*, 1954, **94**, 732.
- (35) GOLDZAHL. — *Thèse de Doctorat ès Sciences*. Université de Paris, 1956.
- (36) GOLDZAHL et EBERHARD. — *Jour. Phys. Rad.*, 1957, **18**, 33.
- (37) GRAY et TARRANT. — *Proc. Roy. Soc.*, 1932, **136 A**, 662.
- (38) HALPERN. — *Phys. Rev.*, 1933, **44**, 855.
- (39) HALL. — *Phys. Rev.*, 1934, **45**, 620.
- (40) *Handbook of Chemistry and Physics*, 37^e édition, p. 3073. Chemical Rubber Publ., 1955.
- (41) HEITLER. — *Quantum Theory of Radiation*, 2^e édition. Oxford University Press, 1944.
- (42) HUGHES et JAUNCEY. — *Phys. Rev.*, 1930, **36**, 773.
- (43) ILAKOVAC. — *Proc. Phys. Soc.*, 1954, **67 A**, 601.
- (44) JAUCH et ROHRlich. — *Theory of Photons and electrons*. Addison-Wesley Publ., 1955.
- (45) KARPLUS et NEUMAN. — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 380.
- (46) KARPLUS et NEUMAN. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 776.
- (47) KEMMER. — *Helv. Phys. Acta*, 1937, **10**, 112.
- (48) KEMMER et LUDWIG. — *Helv. Phys. Acta*, 1937, **10**, 182.
- (49) LATYSHEV. — *Rev. Mod. Phys.*, 1947, **19**, 132.
- (50) LEVINGER. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 523.
- (51) LEVINGER. — *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 656.
- (52) LIND, BROWN et DUMOND. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1838.
- (53) MANN. — *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 4.
- (54) MEITNER et HUPFELD. — *Naturwissenschaften*, 1931, **19**, 775.
- (55) MEITNER et HUPFELD. — *Zeit. Phys.*, 1932, **75**, 705.
- (56) MEITNER et KÖSTER. — *Zeit. Phys.*, 1933, **84**, 137.
- (57) MOON. — *Proc. Phys. Soc.*, 1951, **64 A**, 76.
- (58) MOON et STORRUSTE. — *Proc. Phys. Soc.*, 1953, **66 A**, 585.
- (59) OPPENHEIMER et PLESSET. — *Phys. Rev.*, 1933, **44**, 53.
- (60) POLLARD et BENSON. — *Phys. Rev.*, 1947, **71**, 134.
- (61) POLLARD et ALBURGER. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 926.
- (62) RANGLES. — *Proc. Phys. Soc.*, 1957, **70 A**, 337.
- (63) ROHRlich et GLUCKSTERN. — *Phys. Rev.*, 1952, **86**, 1.
- (64) ROHRlich. — *Phys. Rev.*, 1957, **108**, 169.
- (65) SCHOPPER. — *Zeit. Phys.*, 1957, **147**, 253.
- (66) SOMMERFELD. — *Ann. Phys.*, 1937, **29**, 715.

- (67) STAHEL et KETELAAR. — *Jour. Phys. Rad.*, 1933, **4**, 460.
- (68) STAHEL et KETELAAR. — *Jour. Phys. Rad.*, 1934, **5**, 512.
- (69) STORRUSTE. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63 A**, 1197.
- (70) STORRUSTE. — *Thèse de Doctorat ès Sciences*, Université d'Oslo, 1951.
- (71) STEARNS. — *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 706.
- (72) STRICKLER. — *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 923.
- (73) VAVILOV. — *Jour. Russ. Phys. Chem.*, 1928, **60**, 555.
- (74) VAVILOV. — *Phys. Rev.*, 1930, **36**, 1590.
- (75) WENTZEL. — *Zeit. Phys.*, 1927, **43**, 1, 779.
- (76) WILSON. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 295.
- (77) WILSON. — *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 720.
- (78) WOLFSON. — *Can. J. Phys.*, 1955, **33**, 886.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

**Effet de la polarisation du vide
sur les niveaux d'énergie des atomes mésoniques.**

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 22 mars 1958.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

J. PÉRÈS.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

JEAN SARRAILH.

